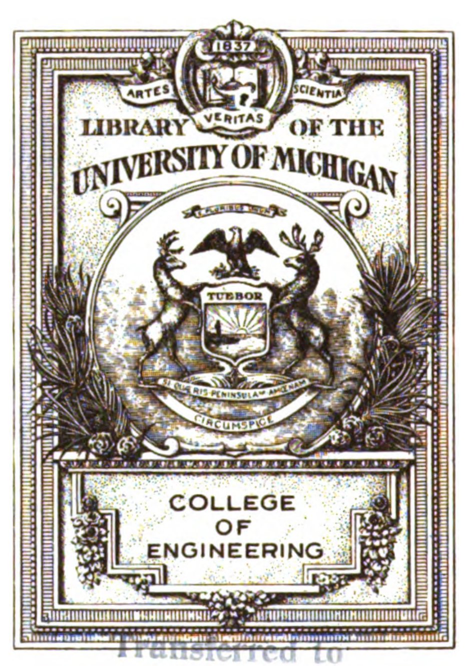





1837
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
TUEBOR
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE
COLLEGE
OF
ENGINEERING





Band 9. Heft 1.

# Jahrbuch

der

# drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

---

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Prof. **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Leut. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

**Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben

von

**Dr. Gustav Eichhorn**

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1914.

*Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.*

***Ausgegeben im Oktober 1914.***

# Inhalt.



---

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

---

# Inhaltsverzeichnis.

*Ausgegeben im Dezember 1914.*

## Drittes Heft.



*Ausgegeben im Januar 1915.*

## Viertes Heft.

*Ausgegeben im März 1915.*

## Fünftes Heft.



*Ausgegeben im April 1915.*

## Sechstes Heft.



*Ausgegeben im Juni 1915.*

# Jahrbuch
der
# drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 9. 1914. Heft 1.

## Ausbreitungsversuche bei Gelegenheit der Sonnenfinsternis am 21. August 1914.

Wegen der eingetretenen kriegerischen Verwickelungen konnte das im vorigen Hefte angekündigte, durch weitsichtige Organisation so aussichtsreich gestaltete Versuchsprogramm leider nicht zur Ausführung gelangen. Es ist dies um so schmerzlicher, da die bis Ende Juli durchgeführten Tag- und Nacht-Vorversuche schon allenthalben interessante vielversprechende Ergebnisse gezeitigt hatten.

**Die Redaktion.**

## Zur Berechnung von Antennen.

Von **Ferdinand Braun.**

In einem früheren Aufsatz (Jahrb. **8**, 1, 1914) habe ich die Wirksamkeit offener und geschlossener Antennenformen besprochen; es wurden dort die elektromotorischen Kräfte und der Einfluß ihrer Phasendifferenzen betrachtet; es wurde auch darauf hingewiesen, daß die Lage der Erregungsstelle in der Antenne von Einfluß sei, dieser Einfluß wurde aber noch nicht rechnerisch berücksichtigt. Dies soll jetzt geschehen.

1. Einfluß der Erregungsstelle. Wir beschränken uns auf die folgenden Annahmen: Der Empfänger sei gedämpft, die erregende Welle dagegen ungedämpft; der Empfänger sei auf dieselbe abgestimmt; wir fragen nur nach dem eintretenden stationären Zustand.

Unter diesen Annahmen bekommen wir eine einfache Antwort.

Der Anschaulichkeit halber wollen wir uns denken ein räumlich periodisch magnetisches Feld von der Form

$$f = f_0 \sin \frac{x}{\lambda} 2\pi$$

das Feld senkrecht zur $x$-Richtung. Wird durch dieses Feld (Fig. 1) ein senkrecht zu den Kraftlinien gestelltes Stromelement $i\,ds$ um die Strecke $dx$ bewegt, so ist dazu die Arbeit erforderlich

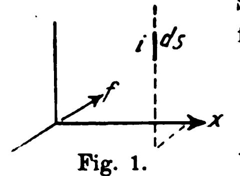


Fig. 1.

$$f \cdot i\,ds \cdot dx$$

Es werde der ganzen Antenne $s$ diese Bewegung erteilt, ihre Gestalt sei aber der Allgemeinheit halber so gedacht, daß Induktion nur auf gewissen Teilen derselben eintrete, etwa zwischen $s_0$ und $s_1$ (z. B. bei einer Schirmantenne nur auf dem vertikalen Teile). Die Bewegung geschehe mit Lichtgeschwindigkeit $v$, der Strom sei phasengleich mit dem Feld und von der Schwingungszahl $n = \frac{v}{\lambda}$ $(\tilde{\omega} = 2\pi n)$. Dann können wir setzen:

$$i = i_0\, \varphi(s) \sin \tilde{\omega} t = i_0\, \varphi(s) \sin \frac{x}{\lambda} 2\pi$$

$$f = f_0 \sin \frac{x}{\lambda} 2\pi\,; \qquad x = vt$$

und daher wird die Arbeit im Zeitelement $dt$

$$dL = f_0\, i_0\, \varphi(s)\, ds \cdot \sin^2 \frac{vt}{\lambda} 2\pi \cdot v \cdot dt$$

und die ganze Arbeit

$$L = f_0\, i_0\, \varphi(s)\, ds \cdot v \int_0^\theta \sin^2 \tilde{\omega} t\, dt \tag{1}$$

wenn $\theta$ die Bewegungszeit darstellt.

Ist stationärer Zustand eingetreten, so wird diese Arbeit in dem System verbraucht; wir setzen sie an als Joulesche Wärme (die vom Empfänger ausgestrahlte Energie sei in dieser Form eingeschlossen). Diese würde sein

$$\int r\, i^2\, ds = i_0^2 \int r\, \varphi(s)^2\, ds \int_0^\theta \sin^2 \tilde{\omega} t\, dt \tag{2}$$

wo das Integral über die ganze Antenne zu erstrecken ist und $r$ den der Längeneinheit an der Stelle $s$ zugehörigen Widerstand bedeutet.

Die Gleichsetzung von Gleichung (1) und (2) gibt daher

$$i_0 = f_0\, v \frac{\int\limits_{s_1}^{s_2} \varphi(s)\, d s}{\int r\, |\varphi(s)|^2\, d s} \tag{3}$$

Aus $i_0$ ist bei unseren Voraussetzungen der Strom auf dem ganzen Empfänger bestimmt, falls $\varphi(s)$ bekannt ist.

Wegen des fortwährenden Gebrauches empfiehlt es sich besondere Namen einzuführen. Wir wollen nennen:

$\int\limits_{s_1}^{s_2} \varphi(s) d s$ . . . die Schwingungs- oder Erregungsfläche,

$W = \int r\, |\varphi(s)|^2\, d s$ . . . ausgedehnt über die ganze Strombahn . . . den Verbrauch (oder reduzierten Widerstand),

$i_0$ . . . die Stromerregung,

$i_0 W$ . . . die elektromotorische (ev. auch Spannungs-)Erregung,

$v f_0 \cdot 10^{-8} = e_0$ ist die Amplitude der auf der Längeneinheit erregten elektromotorischen Kraft in Volt (elektrische Feldamplitude); sie werde kurz als induzierte elektromotorische Kraft (oder induzierte Kraft) bezeichnet.

Dann lautet unser Satz:

Die elektromotorische Erregung ist gleich der induzierten elektromotorischen Kraft mal der Schwingungsfläche.

Die Stromerregung gleich der elektromotorischen Erregung dividiert durch den Verbrauch.

**2.** Wir setzen eine idealisierte Antenne von der Länge $l = \frac{\lambda}{4}$ voraus, den Strom auf ihr von der Form

$$i = i_0 \cos \frac{s}{\lambda} 2\pi = i_0\, \varphi(s)$$

$r$ räumlich konstant $= r_0$; dann wird der Verbrauch

$$\int r\, i^2\, d s = r\, i_0^2 \int\limits_0^{\frac{\lambda}{4}} \cos^2 \frac{s}{\lambda} 2\pi\, d s$$

und

$$i_0 = \frac{v \cdot f_0}{r_0} \frac{\int\limits_{s_1}^{s_2} \cos \frac{s}{\lambda} 2\pi\, d s}{\int\limits_0^{\frac{\lambda}{4}} \cos^2 \frac{s}{\lambda} 2\pi\, d s}$$

Darin steckt die Annahme, daß die Gestalt der Stromkurve unabhängig von der Lage der Erregungsstelle ist. Wie weit diese die ganze Rechnung wesentlich vereinfachende Annahme zutrifft, soll in einem besonderen Abschnitt erörtert werden (§ 17—20). Bei den komplizierten Antennenformen, wie sie häufig gebraucht werden, würde eine Rechnung, welche alle Umstände berücksichtigt, kaum durchführbar aber auch praktisch wohl ohne großen Nutzen sein (vgl. aber dazu § 20).

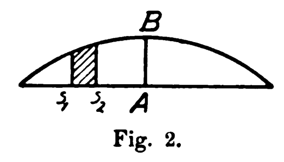


Fig. 2.

In der hier gegebenen Fassung ist das Resultat außerordentlich anschaulich. Man denke sich (Fig. 2) auf der idealisierten geraden Antenne ($l$ ist $= \frac{\lambda}{2}$ angenommen) eine Sinuskurve mit der Amplitude $AB = 1$. Wird die Strecke $s_1 s_2$ von der Welle erregt, so ist die „Stromerregung" proportional dem Flächeninhalt der über $s_1 s_2$ gelegenen Sinuskurve.



Fig. 3.

3. Die Größe $W$ stellt allgemein den Energieverbrauch pro Zeiteinheit im empfangenden System dar, und es hängt von den besonderen Bedingungen ab, aus welchen Summanden sie sich zusammensetzt (z. B. Joulescher Wärme in der Strombahn, ausgestrahlter Energie, Energie, welche der Detektor verbraucht). Es würde z. B. (Fig. 3) für einen beiderseits frei endenden Draht $\left(l = \frac{\lambda}{2}\right)$

$$W = \int\limits_0^l r\, i^2\, d s = i_0^2 r_1 \int\limits_0^a \sin^2 \frac{s}{\lambda} 2\pi\, d s + | W_2 |_a^b + i_0^2 r_3 \int\limits_b^l \sin^2 \frac{s}{\lambda} 2\pi\, d s$$

$[W_2]_a^b$ stelle den Energieverbrauch auf der Strecke $a\,b$ dar; repräsentiert die Strecke $a\,b$ einen geschlossenen Kreis mit angeschlossenem Detektor, so ist der Verbrauch in diesem Teile einzusetzen, wobei es, wie bekannt, auf die Art, wie dem Detektor die von ihm verbrauchte Energie zugeführt wird, nicht ankommt. Stellt $a\,b$ eine Spule dar, so ist sie mit der ihr zugehörigen Strahlungsdämpfung einzuführen, welche kleiner ist, als wenn ihr Draht geradlinig ausgespannt wäre. Ähnliches gilt auch u. a. für horizontale Strecken bei flachen Rechtecken (Fig. 4). Ist das Feld $f$, welches der Draht $A_0\,B_0$ in großer Entfernung $r$ hervorruft, bekannt, so wird das von $A_1\,B_1$ an derselben Raumstelle hervorgebrachte Feld, falls die Stromverteilung dieselbe ist, durch einfache Differentiation erhalten und das resultierende Feld ist, wenn die Stromrichtungen im Raume entgegengesetzt sind, die (streng genommen vektorielle) Differenz der beiden. Das Quadrat der resultierenden Feldamplitude bestimmt die Raumenergie und damit die Strahlung, welche durch die Flächeneinheit am Aufpunkte hindurchgeht.

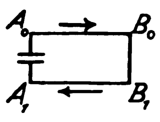


Fig. 4.

Da die Größe $[W_2]_a^b$ stark, je nach der Beschaffenheit des Systems, variieren kann, so ist im folgenden meistens keine Rücksicht auf sie genommen. Vielfach nimmt man als günstigste Bedingung bei den heute üblichen Detektoren an, daß $[W_2]$ die Hälfte von $W$ betragen soll.

**4.** Wie man die Ausdrücke auf kompliziertere Antennenformen anzuwenden hat, habe ich schon früher (Jahrb. **8**, 23) angegeben. Es hat keinen Zweck allgemeine Formeln aufzustellen; ich begnüge mich mit einigen praktischen Beispielen.

Für diesen Fall finde ich es viel bequemer und ausreichend genau statt mit allgemeinen Formeln zu operieren in der folgenden Weise vorzugehen. Man zerlegt sich die Antenne, welche $\frac{\lambda}{4}$ lang sein soll, in etwa 10 gleiche Teile und rechnet mit den Mittelwerten der Erregungsflächen einer sinusförmig vorausgesetzten Stromverteilung. Die folgende Tabelle 1 gibt die Zahlen, die man einzusetzen hat.

Der Beitrag der Längeneinheit im Strombauch ist dabei $= 1$ gesetzt. Die Zahlen der Tabelle 1 S. 6 sollen mit $\eta$ bezeichnet werden.

**5.** Wir setzen im folgenden voraus eine ebene Welle mit vertikaler Front, horizontal und, wenn nichts anderes bemerkt ist, in der Antennenebene streichend.

Tabelle 1.

Zur resultierenden elektromotorischen Erregung trägt die Längeneinheit bei.

| | |
|---|---|
| auf dem 1. Zehntel | 0,078 |
| „ „ 2. „ | 0,233 |
| „ „ 3. „ | 0,383 |
| „ „ 4. „ | 0,522 |
| „ „ 5. „ | 0,649 |
| „ „ 6. „ | 0,760 |
| „ „ 7. „ | 0,852 |
| „ „ 8. „ | 0,924 |
| „ „ 9. „ | 0,972 |
| „ „ 10. „ | 0,997 |

a) Ein einziger vertikaler Draht, geerdet, Erdwiderstand = Null.

$$\text{Erregungsfläche} = \frac{\lambda}{2\pi}$$

$$\text{Verbrauch} = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot r_0 \cdot \frac{\pi}{4}$$

$$\overline{i_0 = v \cdot \frac{f_0}{r_0} \cdot \frac{4}{\pi}}$$

b) Ist der Draht freistehend und $\frac{\lambda}{2}$ lang, so wird die Erregungsfläche, aber auch der Verbrauch verdoppelt, $i_0$ ändert sich also nicht.

c) Bezüglich anderer Formen begnügen wir uns mit wenig Beispielen. Für Fig. 5 u. 6 hätten wir das folgende Schema zur numerischen Berechnung

Fig. 5.

| Erregungsfläche | | Phase |
|---|---|---|
| 10—9 | 0,997 | |
| 9—8 | 0,972 | 0 |
| 8—7 | 0,924 | |
| | 2,893 $= j_1$ | |
| 7—4 | 0 | 0 |
| 4—3 | 0,522 | |
| 3—2 | 0,383 | 27° |
| | 0,905 $= j_2$ | |
| 2—0 | 0 | 0 |

Resultat $i_0 = 2,14$, nämlich[1])
$i_0^2 = j_1^2 + j_2^2 - 2 j_1 j_2 \cdot \cos 27^0$

Fig. 6.

| Erregungsfläche | | Phase |
|---|---|---|
| 10—9 | 0,997 | |
| 9—8 | 0,972 | 0 |
| 8—7 | 0,924 | |
| | 2,893 $= j_1$ | |
| 7—3 | 0 | 0 |
| 3—2 | 0,383 | |
| 2—1 | 0,233 | 36° |
| 1—0 | 0,078 | |
| | 0,694 $= j_2$ | |

Resultat $i_0 = 2,37$

1) Vgl. Jahrb. 8, 23.

Die Fig. 5 u. 6 geben in ihren schraffierten Flächen die Erregungsflächen; die stark schraffierten sind nützlich (Phase 0), die schwach schraffierten geben eine schädliche Wirkung, deren Größe noch von der Phasendifferenz abhängt.

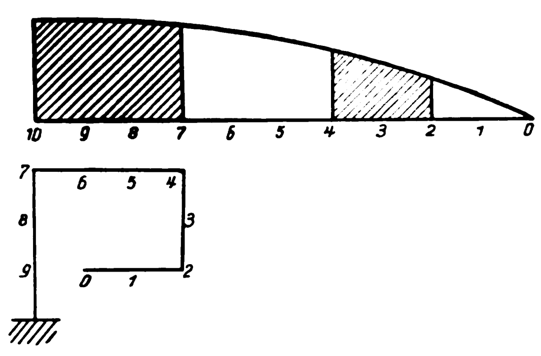



Fig. 5.

Bei Formen, wie Fig. 7, haben die Strecken 10—7 und 1—0 die Phase 0, die Strecke 5—3 ist mit der Phase von 18$^0$ einzusetzen. — In Fig. 8, wie ich sie früher für Erdantennen als Ersatz von

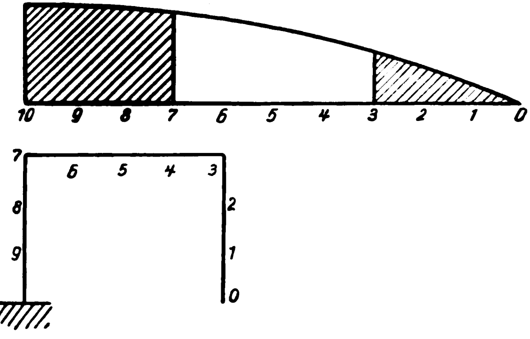



Fig. 6.

Ballastselbstinduktion vorschlug, sind die über $AB$ und $FE$ gelegenen Erregungsflächen mit gleicher Phase (etwa 0) einzusetzen, die Stücke $CD$ und $GH$ mit ihren, untereinander gleichen Phasen.

Unter der Annahme horizontal streichender Wellen sind offenbar ⌈, T und Schirmantenne mit h o r i z o n t a l e m Dach am günstigsten. Jedes Herunterführen des Drahtes schädigt die elektromotorische Erregung;

der Schaden kann praktisch öfters kaum wesentlich sein und durch die mit dem Herabführen vergrößerte Kapazität mehr als kompensiert werden. — Man überzeugt sich aber andererseits leicht, daß die als

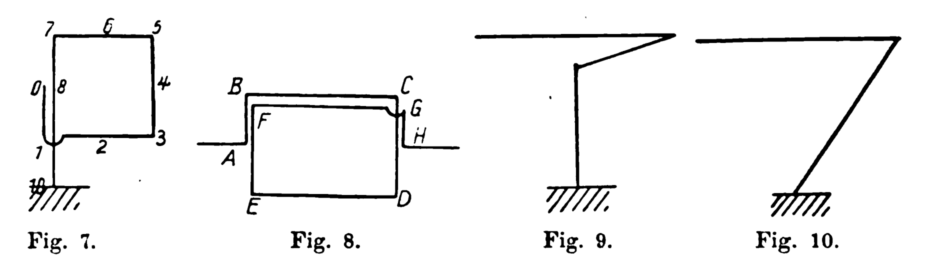



Fig. 7. Fig. 8. Fig. 9. Fig. 10.

Schiffsantennen oft lediglich aus den gegebenen Raumverhältnissen entstandenen Formen, wie Fig. 9 u. 10 zeigen, nicht ungünstig sind.

**6.** Wir fragen, was geschieht, wenn man die Antenne künstlich „verlängert", d. h. nicht auffangende Ballastselbstinduktion einfügt. Je näher sie dem Strombauch liegt, desto wirksamer ist sie für die Verlängerung, aber auch desto schädlicher für die elektromotorische Erregung. Es handele sich z. B. um eine rechtwinkelig geknickte Antenne; sie werde in der „Grundschwingung" auf der Strecke 10 bis 7 erregt, 7—0 sei horizontal ausgespannt.

Will man nun die Wellenlänge verdoppeln (aus $\lambda_0$ in $\lambda_1 = 2\lambda_0$ überführen) und fügt zu dem Ende die nötige Ballastselbstinduktion am unteren Ende der Antenne ein, so fängt die Erregung erst am Punkt 5 der neuen Welle an, die elektromotorische Erregung der Längeneinheit fällt daher von rund 0,96 auf ca. 0,6, bei 3facher Verlängerung auf rund 0,4; da aber gleichzeitig der Verbrauch durch Ohmschen Widerstand steigt oder praktisch mindestens ungeändert bleibt, während der als Strahlung ausgenutzte Energieanteil abnimmt, wird der von Arco ansgesprochene Satz[1]), „daß es ökonomisch unzulässig ist, mit längeren Wellen als etwa 2,5 $\lambda_0$ zu arbeiten" auch von dieser Seite aus bestätigt.

1) Vgl. Arco, Elektrot. Ztschr. **30**, 533 ff., insbesondere S. 563 und Arco, Vortrag auf der Naturforscherversammlung in Münster i. Westf. 1912, S. 25. Der Verf. gibt dort Kurven, welche zeigen, daß mit Verlängerung der Antenne die Dämpfung anfangs rasch, allmählich langsamer abnimmt, von etwa 2,5facher Verlängerung nahezu konstant ist und zieht daraus den oben reproduzierten Schluß, daß die ganze Dämpfung dann ganz überwiegend Verlustdämpfung ist. Arco spricht vom Senden. Wir gelangen zu demselben Schluß (unter ähnlichen Voraussetzungen, nämlich indem wir vom Detektor absehen) auch für den Empfang.

In diesem Falle wird es unzweifelhaft günstiger, die Ballastselbstinduktion auch zur Aufnahme resp. Abgabe von Energie heranzuziehen, wie Fig. 11 andeutet, ev. zum ganz geschlossenen Kreis überzugehen. Eine gröbere Veränderung der Wellenlänge läßt sich in dem Falle von Fig. 12 durch Hintereinander- oder Parallelschalten von einzelnen Windungen erreichen.

7. Erregung eines geschlossenen Kreises. Wir begnügen uns mit dem folgenden Beispiel (Fig. 13): Ein vertikales Rechteck von der Höhe $h = h_1 = h_2$, der Länge $a$, der Kondensator in der Mitte der einen Höhe, die Welle in der Ebene des Rechteckes horizontal streichend.

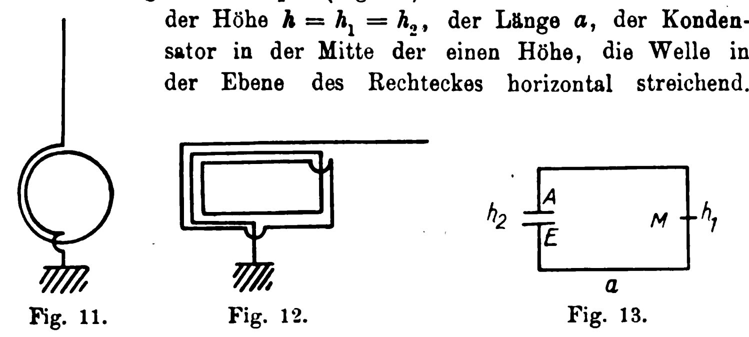



Fig. 11. Fig. 12. Fig. 13.

Die Wellenlänge sei $\lambda$, $h$ klein gegen $\lambda$.

Würde nur die Höhe $h_1$ erregt, so würde die elektromotorische Erregung $\eta_1 h_1$ sein und ein Strom im Kreise entstehen von der Form (indem wir den Verbrauch in den Formeln zunächst unterdrücken)

$$i_1 = \eta_1 h_1 \cdot \sin \tilde{\omega} t \cdot \varphi(s)$$

wo $s$ den Abstand eines Punktes des Drahtkreises, längs desselben gemessen, vom Punkte $M$ bedeuten soll (in $M$ entsteht der Strombauch).

Würde nur die Strecke $h_2$ von der Welle getroffen, so würde ein Strom $i_2$ auftreten von der Form

$$i_2 = \eta_2 h_2 \sin(\tilde{\omega} t + \chi) \cdot \varphi(s)$$

Es entsteht daher ein resultierender Strom $i$ von der Form

$$i = \eta_r \cdot \sin(\tilde{\omega} t + \psi) \varphi(s)$$

wo

$$\eta_r^2 = (\eta_1 h_1)^2 + (\eta_2 h_2)^2 - 2(\eta_1 h_1)(\eta_2 h_2) \cos \chi$$

Die Stromform nehmen wir an (Fig. 14) als ein Stück einer Cosinuslinie; sie hat in $M$ ihren Gipfel, würde bei $\pm \frac{\lambda}{4}$ die Abszissenachse schneiden; der Abstand $\pm (a + h)$ der Punkte $A$ und $E$ (Kondensatorbelegungen) bestimmt den dort herrschenden Strom.

Dann ist

$$\eta_2 = \eta_1 \cos \frac{a+h}{\lambda} 2\pi$$

$$\chi = \frac{a}{\lambda} 2\pi$$

$$h_1 = h_2 = h$$

und $\eta_1$ nahezu gleich 1.

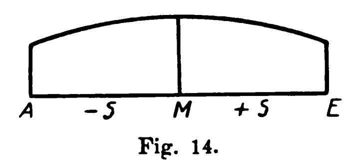



Fig. 14.

Daher wird

$$\eta_r^2 = (\eta_1 h)^2 \left\{1 + \cos^2 \frac{a+h}{\lambda} 2\pi - 2\cos \frac{a+h}{\lambda} 2\pi \cdot \cos \frac{a}{\lambda} 2\pi\right\} \qquad (4)$$

oder angenähert

$$\eta_r = (\eta_1 h) \sin \frac{a+h}{\lambda} 2\pi \left\{1 - \frac{h}{\lambda} 2\pi \cdot \operatorname{cotg} \frac{a+h}{\lambda} 2\pi\right\} \qquad (4\,a)$$

Die Fig. 15 u. 16 stellen graphisch den Gang für $\eta_r$ dar als Funktion einmal (Fig. 15) von $a$, das andere Mal (Fig. 16) als Funktion von $(a + h)$. Sie sind berechnet unter der Annahme: $\lambda = 6000$ M,

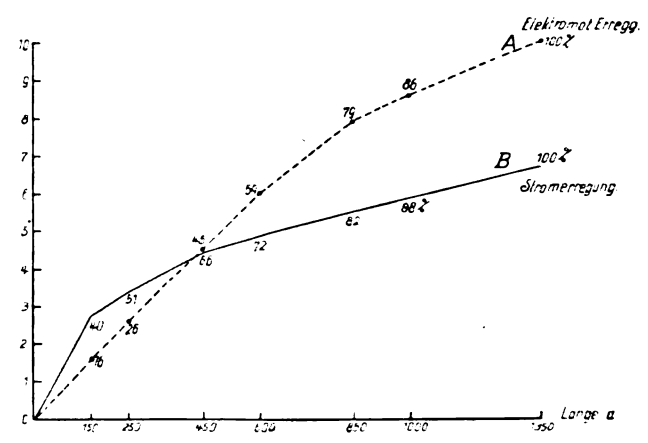



Fig. 15. Erregung eines geschlossenen Rechtecks als Funktion der Länge $a$. $h = 150$ m; $\lambda = 6000$ m.

$h = 150\ M$. Die Kurve $A$ würde in Anwendung kommen für den Fall, daß man praktisch alle Joulesche Wärme im Detektor verbrauchte.

Nimmt man dagegen nur auf den Energieverbrauch in der Strombahn Rücksicht, so ergibt sich die Stromamplitude $i_0$ nach Gleichung (3).

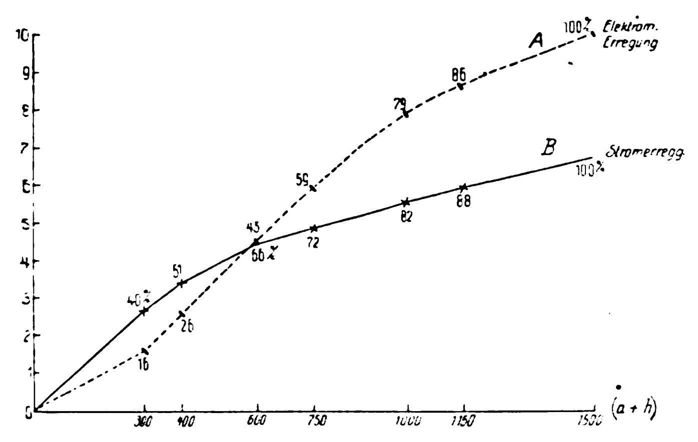



Fig. 16. Erregung eines geschlossenen Rechtecks als Funktion von $(a + h)$. $h = 150$ m; $\lambda = 6000$ m.

Die Joulesche Wärme in der Strombahn [gesamte Drahtlänge $= 2(a + h)$] stellt sich unter den gemachten Voraussetzungen (gleich verteilter Ohmscher Widerstand $r_0$ pro Längeneinheit) dar als

$$2 r_0 \int_0^{a+h} \cos^2 \frac{s}{\lambda} 2\pi \cdot ds = r_0 \left[ (a + h) + \frac{\lambda}{4\pi} \sin \frac{2(a + h)}{\lambda} 2\pi \right] \qquad (5)$$

Diese Formel erläutert sich durch die folgenden Zahlen ($\lambda = 6000\ M$). Fig. 17 gibt eine graphische Darstellung.

| Gesamt-Drahtlänge $2(a + h)$ | $a + h$ | Reduzierter Widerstand |
|---|---|---|
| 600 $M$ | 300 | $r_0 \times$ 580 |
| 800 $M$ | 400 | $r_0 \times$ 754 |
| 1200 $M$ | 600 | $r_0 \times$ 1050 |
| 1500 $M$ | 750 | $r_0 \times$ 1225 |
| 2000 $M$ | 1000 | $r_0 \times$ 1410 |
| 2300 $M$ | 1150 | $r_0 \times$ 1470 |
| 3000 $M$ | 1500 | $r_0 \times$ 1500 |

Das mit Rücksicht auf die veränderte Joulesche Wärme berechnete $i_0$ zeigen die Kurven $B$ (Fig. 15 u. 16). Aus ihnen erhellt, daß man mit einer Längenausdehnung $a$ von ca. $\frac{1}{10}\lambda$ an einer praktisch bequemen Grenze angekommen ist. Es hängt vom Verhältnis des Energieverbrauchs im Detektor zu dem Energieverbrauch in der Strombahn ab, welchem der beiden Fälle ($A$ oder $B$) man sich am meisten nähern will.

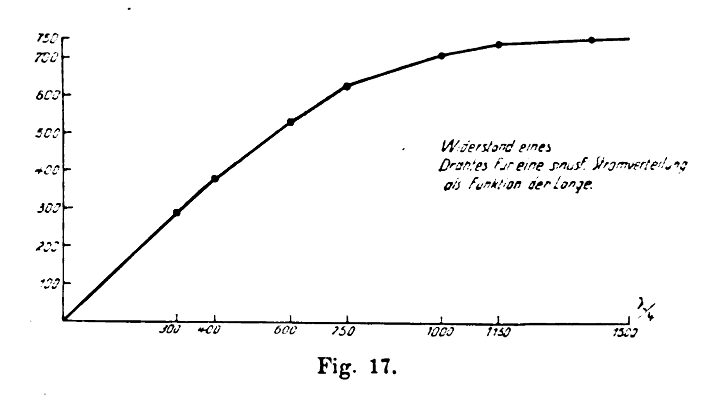



Fig. 17.

**8.** Wird der Kreis um eine vertikale Achse gedreht, so ändert sich der Winkel $\chi$; er wird $= 0$, wenn die Drehung $90^0$ beträgt, die resultierende Amplitude wird dann

$$i_0 = \frac{h}{W}(\eta_1 - \eta_2)$$

Die Erregung geschieht nun lediglich dadurch, daß die eine Erregungsstelle weniger zur Gesamterregung beiträgt, als die am Strombauch gelegene. Die Bedingungen für eine orientierte Aufnahme sind aber ungünstig.

Legt man den Kondensator in die Mitte des unteren Drahtes, so wird der orientierte Empfang günstiger, die Erregung selber schwächer.

Ein scharf orientierter Empfang ist also (abgesehen von dem Fall, wo der Kondensator in der Mitte einer horizontalen Seite liegt) nur möglich, wenn die Längsausdehnung des Kreises nur einen kleinen Bruchteil der Wellenlänge beträgt. Dann ist sie aber für diesen Zweck günstiger als eine offene.

Ein Beispiel mag das Gesagte erläutern. Mit dem Kreise $MNPQ$, den ich in meiner ersten Abhandlung erwähnte (Jahrb. **8**, 3, Fig. 2) und dessen Fläche senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Welle lag,

bekamen wir, wenn er als geschlossener Kreis benutzt wurde, eine gerade an der Grenze der Hörbarkeit gelegene Empfängerwirkung. Als er bei $N$ aufgeschnitten war und nun als offene Antenne am Schwungradkreis lag, stieg die Lautstärke sehr erheblich (auf 80 Ohm).

Formen, wie Fig. 18 zeigt, werden auch noch wirksam sein.

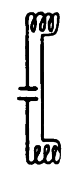


Fig. 18.

**9. Vergleich mit Schirm- und geknickter Antenne.** Diese beiden Antennenformen sind für eine gegebene vertikale Höhe, wenn sie in „der Grundschwingung“, d. h. ohne eingefügte Ballastselbstinduktion schwingen, bezüglich der Erregung die günstigsten Formen, falls die Höhe kleiner als $\frac{\lambda}{4}$ ist. Es bietet keine Schwierigkeit nach dem Angegebenen, für jede spezielle Form ihre Wirksamkeit zu berechnen, falls noch der Widerstand und dessen Verteilung oder der ganze Verbrauch aus dem logarithmischen Dekrement (mit eingeschaltetem Detektor gemessen) bekannt ist (die Antenne als Empfänger gedacht). Da aber der Verbrauch von Fall zu Fall in einer meist wenig bekannten Art sich ändert, so hat eine allgemeine Behandlung keinen Zweck, und ich beschränke mich auf wenige Beispiele.

Ich nehme durchweg $\lambda = 6000$ m an; ich setze $r = 0{,}002 \frac{\Omega}{M}$; das entspräche für die gegebene Schwingungszahl etwa 12 parallel durchflossenen Kupferdrähten von je 1 mm Durchmesser. Wir nehmen ferner an, daß immer in den verglichenen Gebilden (von nahezu derselben elektromotorischen Erregung) der Strahlungswiderstand der gleiche sei.

Den reduzierten Widerstand der geschlossenen Antenne berechne ich nach Gleichung (3) und (5). Für die offene in der Grundschwingung erregte ist derselbe $= r_0 \frac{\lambda}{8} = r_0 \frac{a+h}{2}$.

a) Vergleich der geknickten Antenne in Grundschwingung mit geschlossener Antenne gleicher elektromotorischer Erregung, d. h. für beide $a + h = \frac{\lambda}{4} = 1500$ m.

| | Geknickte Antenne | Geschl. Antenne |
|---|---|---|
| Elektrom. Erregung | $\eta_1 h$ | $\eta_1 h$ |
| Reduz. Widerstand | $r_0 \cdot 750 = 1{,}5\ \Omega$ | $r_0 \cdot 1500 = 3{,}0\ \Omega$ |

d. h. wenn es nicht gelingt, die offene Antenne mit einem Erdwiderstand von weniger als 1,5 $\Omega$ herzustellen, so ist die geschlossene überlegen.

In diesem Grenzfalle ist freilich die geschlossene Form elektrisch gesprochen eine offene (die Kapazität des Kondensators hat sich auf Null reduziert).

b) Geknickte Antenne in Grundschwingung, d. h. 1350 m lang, verglichen mit der „praktisch günstigen“ Form des geschlossenen Rechtecks (600 m lang).

| | Geknickte Antenne | Geschl. Antenne |
|---|---|---|
| Elektrom. Erregung | $\eta_1 h$ | $\eta_1 h \cdot 0{,}60$ |
| Reduz. Widerstand | $r_0 \cdot 750 = 1{,}5\ \Omega$ | $r_0 \cdot 1225 = 2{,}45\ \Omega$ |
| Stromerregung . . | $\eta_1 h \cdot 0{,}666$ | $\eta_1 h \cdot 0{,}245$ |
| Zuläss. Erdwiderstd. | $= 2{,}58\ \Omega$ | — |

Die Zahl „zulässiger Erdwiderstand“ besagt, daß bei einem Erdwiderstand von rund 2,6 $\Omega$ beide Antennen für Stromwirkung gleich werden; so lange man also nicht unterhalb dieses Wertes kommt, ist die offene Antenne nicht überlegen.

c) Geknickte Antenne mit Verlängerungsspule verglichen mit einer geschlossenen gleicher Länge ($h = 150$, $a = 600$ m).

Wir wollen annehmen, die „Verlängerungsspule“ befinde sich, wie es in praxi der Fall ist, direkt am Erdungspunkt, dann geht die elekromotorische Erregung auf $0{,}65 \cdot \eta_1 h$ herunter, in der geschlossenen wird sie fast ebensogroß $(0{,}59 \cdot \eta_1 h)$.[1]) Wir haben dann:

| | Geknickte Antenne | Geschl. Antenne |
|---|---|---|
| Elektromotorische Erregung | $0{,}65 \cdot \eta_1 h$ | $0{,}69 \cdot \eta_1 h$ |
| Reduzierter Widerstand (Spulenwiderstd. = 0 gedacht)[2]) | $r_0 \cdot 135 = 0{,}27\ \Omega$ | $r_0 \cdot 1225 = 2{,}45\ \Omega$ |
| Stromerregung . . . . . | $2{,}4 \cdot \eta_1 h$ | $0{,}245 \cdot \eta_1 h$ |
| Zulässiger Erdwiderstand . . | $3{,}8\ \Omega$ | — |

Wenn gar kein Widerstand in den Verlängerungsspulen gelegen wäre — sie tragen aber, da sie im Strombauch liegen, besonders stark

1) Nach Gleichung (4a) werden beide gleich, sobald das Klammerglied = 1 genommen werden darf.

2) d. h. das Integral, das den Widerstand darstellt, nur von $\frac{\lambda}{8}$ bis $\frac{\lambda}{4}$ genommen.

zum reduzierten Widerstand bei[1]) — so dürfte der Erdwiderstand auf 3,8 $\Omega$ steigen, damit die Wirkung noch derjenigen der geschlossenen Antenne von gleicher Länge gleich wäre.

Mir scheint die Frage nach der Natur und Größe der „Erdwiderstände“ noch nicht genügend geklärt. Betragen sie, wie man annimmt (vgl. Zenneck, Lehrbuch, Anm. 150), auf festem Boden wenigstens einige Ohm, so scheinen die geschlossenen Antennen recht aussichtsvoll. Für sie spricht, daß man die Änderung der Schwingungszahl durch Kondensatoren herstellt und dies hat viele Vorteile; man kann z. B. bei der „praktisch günstigen“ Länge, wenn sie für die Wellenlänge 6000 hergestellt ist, auch die halb so lange mit sogar verbessertem Wirkungsgrade empfangen und ausstrahlen. Man hat ferner im geschlossenen Kreis gut definierte Verhältnisse, welche fast unveränderlich sind, da die wechselnde Beschaffenheit der Erde nahezu eliminiert werden kann.

Die Messungen von Reich (Phys. Ztschr. **13**, 228, 1912) sprechen durchaus zugunsten des hier vertretenen Standpunktes. Je mehr Reich die offene Antenne zu einem Gebilde gestaltete, in dem die elektrischen Kraftlinien wesentlich von Leiter zu Leiter verlaufen, desto geringer fanden sich die unnötigen Energieverluste.

Man kann zusammenfassend sich etwa so ausdrücken: Der Ohmsche Widerstand der metallischen Bahnen einer geschlossenen Antenne ist größer als der einer geknickten von gleichen Abmessungen und gleichen Drahtdicken. Dafür ist der geschlossene Kreis aber nahezu frei von Erdwiderständen. Letztere lassen sich oft nur sehr schwer reduzieren; bei der geschlossenen hat man dagegen, um die Widerstände zu verringern, klar gegebene und, soweit ich beurteilen kann, auch praktisch anwendbare Mittel.

Daß hier mit Voraussetzungen operiert worden ist, über welche man noch kein ausreichendes Urteil hat, verhehle ich mir nicht. Nur der Versuch kann eine endgültige Entscheidung herbeiführen; es spricht aber alles dafür, solche Versuche anzustellen.

Wird die horizontale Abmessung bei beiden Antennenformen noch mehr verkleinert, so gewinnt zunächst die geschlossene, da ihr Widerstand abnimmt, während der Ballastwiderstand der offenen Antenne steigt. Setzt man dies noch weiter fort, so konvergiert in beiden

1) Diese Vernachlässigung spricht sich darin aus, daß die Stromerregung bei der verlängerten proportional mit 2,4 wird, während sie für die nicht verlängerte nur 0,66 proportional ist. Sie entfernt sich also sehr weit von der Wirklichkeit.

(für unseren speziellen Fall) die elektromotorische Erregung gegen etwa 0,08.

Es ist hier gerechnet (vgl. dazu § 20) mit der Annahme, daß die Welle in der Richtung ihrer Normalen wandert, daß aber keine Reflexion am Boden stattfindet, wie es beim Auftreffen eines Lichtstrahles unter dem Polarisationswinkel für senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Lichtes der Fall sein würde und wie sich aus der Sommerfeldschen Theorie ergibt.

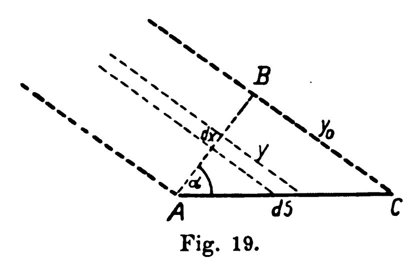


Fig. 19.

**10.** Schräg einfallende Welle. Wir setzten bisher eine horizontal streichende Welle und eine vertikal gestellte Antenne voraus. Es falle (Fig. 19) nun eine ebene Welle $AB$ auf einen Draht $AC$, so daß die Welle mit dem Draht den Winkel $\alpha$ bildet. Die magnetische Kraft $f$ stehe senkrecht zur Zeichenebene. Im Element $ds$ des Drahtes wird induziert die elektromotorische Kraft $f \cdot v \cdot dx$, daher auf dem ganzen Draht, wenn $AB = b$ gesetzt ist:

$$E = v \int_0^b f_0 \cdot dx \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{mx}{\lambda}\right) 2\pi = e_0 \frac{\lambda}{2\pi \cdot m} \left[\cos\left(\frac{t}{T} - \frac{mx}{\lambda}\right) 2\pi\right]_0^b$$

wobei

$$v \cdot f_0 = e_0 \text{ (die elektrische Feldstärke)}, \quad m = \operatorname{tg} \alpha$$

gesetzt ist.

Die Größe $E$ stellt sich der in der Form

$$E = E_0 \sin\left(\frac{t}{T} 2\pi + \psi\right)$$

wo

$$\left.\begin{aligned} E_0 &= \frac{e_0 \lambda}{\pi m} \sin \frac{mb}{\lambda} \pi \\ \psi &= -\frac{mb}{\lambda} \pi \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

oder

$$E = \frac{e_0 \lambda}{\pi m} \sin \frac{y_0}{\lambda} \pi \cdot \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{2\lambda}\right) 2\pi \qquad (7)$$

d. h. die Phase der resultierenden elektromotorischen Kraft stimmt überein mit der Phase der Welle im Mittelpunkt des Drahtes.

Für $m = 0$ wird $E_0 = e_0 b$.

**11.** Wir wollen von den Gleichungen (6) und (7), welche die Erregungsstelle nicht berücksichtigen, nur eine Anwendung auf die rechtwinkelig geknickte Antenne machen (Fig. 20).

Die Annahmen seien die folgenden:

$\lambda = 2000$ m
$h_1 = 100$ „
$h_2 = 400$ „
$\alpha = 11^0$ „ d. h. $\operatorname{tg} \alpha = m = 0{,}2$; $\sin \alpha = 0{,}19$

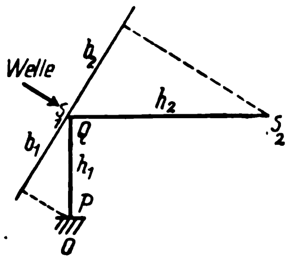


Fig. 20.

Es wird

$b_1 = h_1 \cos 11^0 = h_1 \cdot 0{,}98 = 98$ m
$b_2 = h_2 \cos 79^0 = h_2 \cdot 0{,}19 = 76$ m

Die in $h_1$ und $h_2$ induzierten Kräfte seien $e_1$ und $e_2$; so ist angenähert

| | Phase |
|---|---|
| $e_1 = e_0 \cdot 98$ m ca. | $1^0$ hinter $Q$ |
| $e_2 = e_0 \cdot 76$ m ca. | $36^0$ „ $Q$ |

Begnügen wir uns mit diesen zwei Drähten, so haben wir die geknickte Antenne in Grundschwingung. Im horizontalen Draht von $\frac{\lambda}{5}$ Länge entsteht eine elektromotorische Kraft wie in 76 m Vertikaldraht. Addiert man die Kräfte $e_1$ und $e_2$ vektoriell, so ergibt sich eine elektromotorische Kraft, wie sie in 166 m Vertikaldraht entstehen würde; soviel hilft also der horizontale Teil (vgl. aber § 12).

**12.** Genauere Rechnung für die rechtwinkelig geknickte Antenne. Nimmt man Rücksicht auf die Lage der Erregungsstelle, so haben wir in folgender Weise vorzugehen:

In $d x$ (Fig. 19) wird dieselbe elektromotorische Kraft $e_0\, d x$ induziert, wie im horizontalen Element $d s\, (e_1\, d s)$; daher ist $e_1 = e_0 \cos \alpha$.

Der Beitrag $\delta i_0$ des Elementes $d s$ zur Stromerregung ist daher

$$\delta i_0 = \frac{e_0 \cos \alpha\, d s}{W} \cos \frac{s}{2 l} \pi \sin \left( \frac{t}{T} - \frac{(s - s_1) \sin \alpha}{\lambda} \right) 2 \pi$$

wenn die $s$ vom Punkte 0 aus gerechnet sind und $l = \frac{\lambda}{4}$ die ganze Länge der Antenne bedeutet.

Der Beitrag, den der horizontale Teil der Antenne zur Stromerregung beiträgt, ist daher

$$i_0' = \frac{e_0 \cos\alpha}{W} \int_{s_1}^{s_2} \cos \frac{s}{2l} \pi \cdot \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{(s - s_1)\sin\alpha}{\lambda}\right) 2\pi \cdot ds \qquad \text{(Ia)}$$

Dazu kommt noch der Beitrag des vertikalen Antennenstückes d. h. das Glied

$$i_0'' = \frac{e_0 \sin\alpha}{W} \int_0^{s_1} \cos \frac{s}{2l} \pi \cdot \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{(s_1 - s)\cos\alpha}{\lambda}\right) 2\pi\, ds \qquad \text{(Ib)}$$

Die resultierende Stromerregung $i_0$ stellt sich also (mit Unterdrückung des Faktors $e_0/W$) dar in der Form:

$$i_0 = \cos\alpha \sin\theta \int_{s_1}^{s_2} \cos\frac{s}{\lambda}\, 2\pi \cdot \cos\left(\frac{s - s_1}{\lambda} \sin\alpha \cdot 2\pi\right) ds = \cos\alpha\, J_1 \sin\theta$$

$$- \cos\alpha \cos\theta \int_{s_1}^{s_2} \cos\frac{s}{\lambda}\, 2\pi \cdot \sin\left(\frac{s - s_1}{\lambda} \sin\alpha \cdot 2\pi\right) ds = -\cos\alpha\, J_2 \cos\theta$$

$$+ \sin\alpha \sin\theta \int_0^{s_1} \cos\frac{s}{\lambda}\, 2\pi \cdot \cos\left(\frac{s_1 - s}{\lambda} \cos\alpha \cdot 2\pi\right) ds = \sin\alpha\, J_3 \sin\theta$$

$$- \sin\alpha \cos\theta \int_0^{s_1} \cos\frac{s}{\lambda}\, 2\pi \cdot \sin\left(\frac{s_1 - s}{\lambda} \cos\alpha \cdot 2\pi\right) ds = -\sin\alpha\, J_4 \cos\theta$$

Man erhält also die Form

$$i_0 = (J_1 \cos\alpha + J_3 \sin\alpha) \sin\theta - (J_2 \cos\alpha + J_4 \sin\alpha) \cos\theta$$
$$= M \sin\theta - N \cos\theta$$

wo $\theta = \frac{t}{T} 2\pi$ gesetzt ist.

Bezeichnet $|i_0|$ den absoluten Wert der resultierenden Stromamplitude, so wird

$$|i_0|^2 = M^2 + N^2 \qquad (8)$$

und die Phase $\psi$ von $|i_0|$ wird $\operatorname{tg}\psi = -\frac{N}{M}$.

Setzt man $J_1 = 0 = J_2$, so erhält man die Erregung, welche dem vertikalen Teil der Antenne allein zukommt; für $J_3 = 0 = J_4$ die vom horizontalen Teil herrührende. Beide addieren sich natürlich vektoriell (nicht algebraisch).

Es bietet keine Schwierigkeit, diese Integrale in geschlossener Form darzustellen, für spezielle Fälle auch Vereinfachungen herbei-

zuführen. Da aber jedes Integral wieder zu zwei Integralen führt, so erhält man nach Einführung der Grenzwerte 16 Glieder. Begnügt man sich damit, nur für bestimmte Annahmen die numerischen Werte zu berechnen, so führt eine näherungsweise Quadratur viel bequemer und übersichtlicher zu ausreichend genauen Resultaten.

Ein Beispiel für die rechtwinkelig geknickte Antenne möge es erläutern (Fig. 21). Die Höhe sei = 100 m, der horizontale Arm

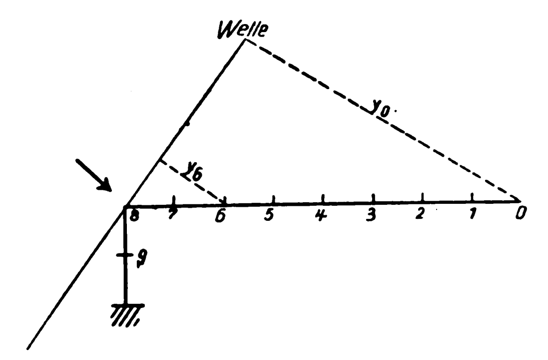



Fig. 21.

= 400 m, $\lambda$ = 2000 m, $\alpha = 78^0$. Wir zerlegen die ganze Antenne in 10 gleiche Teile und führen für jedes dieser Zehntel numerische Mittelwerte ein. Die Abstände der Mitten (oder auch Enden) von der Wellenfläche seien mit $y_0\, y_1 \ldots$ bezeichnet.

Wir haben dann die folgende Tabelle zur Berechnung von $J_1$ und $J_2$.

| | a<br>$\cos \frac{s}{\lambda} 2\pi$ [1] | b<br>$\cos \frac{y}{\lambda} 2\pi$ | $a \times b$ | c<br>$\sin \frac{y}{\lambda} 2\pi$ | $a \times c$ [2] |
|---|---|---|---|---|---|
| 1. Zehntel | 0,078 | 0,33 | 0,026 | 0,94 | 0,073 |
| 2. „ | 0,233 | 0,47 | 0,109 | 0,87 | 0,203 |
| 3. „ | 0,383 | 0,60 | 0,229 | 0,80 | 0,306 |
| 4. „ | 0,522 | 0,72 | 0,377 | 0,69 | 0,360 |
| 5. „ | 0,649 | 0,82 | 0,532 | 0,57 | 0,370 |
| 6. „ | 0,760 | 0,90 | 0,684 | 0,44 | 0,334 |
| 7. „ | 0,852 | 0,95 | 0,809 | 0,30 | 0,225 |
| 8. „ | 0,924 | 0,99 | 0,915 | 0,14 | 0,129 |
| | | | $\Sigma$ = 3,661 | | $\Sigma$ = 2,030 |

1) Nach Tabelle 1 § 4.

2) Man erkennt aus den Zahlen unmittelbar den Beitrag der einzelnen Antennenstücke.

Also ist

$$J_1 = 3{,}661 \cdot \frac{l}{10} \qquad J_2 = 2{,}030 \frac{l}{10}$$

Wir wollen im folgenden „reduzierte oder äquivalente Antennenlängen" einführen. Darunter soll verstanden sein eine Länge, welche dieselbe Stromerregung geben würde, wie dasjenige Antennenstück, dem sie äquivalent ist, wenn für die äquivalente Länge durchweg auf ihrer ganzen Länge $\eta = 1$ wäre (also wie es angenähert bei einer gegen die Wellenlänge niedrigen Schirmantenne stattfinden würde).

Dann berechnet sich die Stromerregung $j_0'$, welche der horizontale Ast, wenn er in der geknickten Antenne allein von der Welle getroffen würde, und die dazu gehörige äquivalente Länge aus

$$|j_0'| = \sqrt{J_1^2 + J_2^2} \cos\alpha = 4{,}18 \cdot 0{,}19 \cdot 50\,\mathrm{m} = 40\,\mathrm{m}\,^{1)}$$

Die Stromerregung $|j_0''|$ durch das vertikale Antennenstück berechnet sich ebenso; man überzeugt sich aber, daß für dasselbe die Neigung der Welle noch ohne wesentlichen Einfluß ist; d. h. $J_4$ wird $= 0$ und

$$J_3 = \int_0^{s_1} \cos\frac{s}{\lambda}\, 2\pi \cdot ds = \frac{\lambda}{2\pi} \sin 18^0 = 98\,\mathrm{m}$$

Die angenäherte Quadratur gibt

$$|j_0''| = (0{,}972 + 0{,}997)\, 50\,\mathrm{m} = 98{,}4\,\mathrm{m}$$

reduzierte Länge.

$|j_0'|$ und $|j_0''|$ vektoriell addiert, d. h. nach Gleichung (8) berechnet, geben für die ganze Erregung die reduzierte Länge

$$|i_0| = 134\ \mathrm{m}$$
(algebraisch addiert = 138 m)

Fügen wir noch hinzu, daß die ganze Antenne von 500 m Länge vertikal stehend eine reduzierte Länge von 320 m ergibt, so sind alle Fragen für die geknickte Antenne, die wir hier stellten, erledigt.

Die rohere Rechnung (nach § 11) führt zur reduzierten Länge 166 m.

---

1) Auf der rechten Seite ist der Faktor $e_0/W$ weggelassen, daher die ungleiche Benennung rechts und links.

13. **Schräg geknickte Antenne.** Die Frage liegt nahe, ob man nicht bei gleicher Höhe des horizontalen Antennenastes über dem Boden eine bessere Wirkung erhält, wenn man die Form der Fig. 22 wählt; es werden dann die günstigen Erregungsstellen besser ausgenutzt. Es soll nur für eine horizontal streichende Welle berechnet werden. Man überzeugt sich leicht, daß eine geringe Neigung (bei gleichbleibender vertikaler Höhe) keinen Einfluß hat.

Beim Neigungswinkel $\alpha = 42^0$ würden $\frac{8}{10}$ der ganzen Länge erregt; die Rechnung ergibt eine reduzierte Länge von 96 m — also keinen Gewinn, im Gegenteil etwas Verlust gegenüber der rechtwinkelig geknickten.

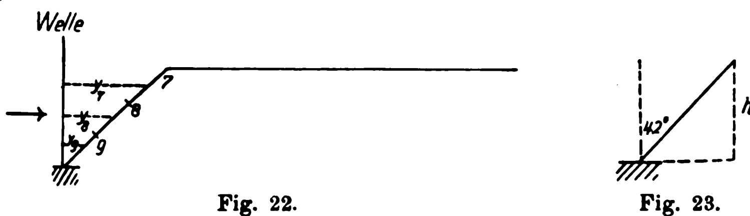



Fig. 22. Fig. 23.

14. **Schräge gerade Antenne.** Eine bis 100 m geradlinig hochgezogene Antenne von 500 m Länge entspricht einer reduzierten Länge von etwa 60 m ($\alpha = 78^0$). Die Welle ist dabei horizontal streichend angenommen. Die Rechnung nach § 11, die keine Rücksicht auf den Einfluß der Erregungsstelle nimmt, gibt etwa 100 m äquivalente Länge.

Unter derselben Voraussetzung $\left(l = \frac{\lambda}{4} = 500 \text{ m}\right)$ ergibt eine schräge gerade Antenne, welche (Fig. 23) etwa $42^0$ gegen die Vertikale geneigt ist (ihre Spitze liegt dann 330 m über dem Boden) das folgende Resultat:

Läuft die Welle in der Antennenebene, so hat sie eine reduzierte Länge von 223 m; läuft die Welle senkrecht zur Antennenebene, so steigt die reduzierte Länge $\left(J_2 = 0,\ J_1 = \frac{\lambda}{2\pi}\right)$ auf $320 \cdot \cos\alpha = 320 \cdot 0{,}74 = 237{,}0$ m.

Es zeigt sich also ein allerdings wenig ausgesprochener Richtungseffekt. Er rührt her von den Phasenverschiedenheiten an den Erregungsstellen. Die Erregung wird günstiger, wenn diese verschwinden.[1])

[1]) Bei meinen früheren Versuchen mit geneigten Antennen war die Antenne gedreht um eine **Normale zur Antenne**, die in der Vertikal-

**15.** Faßt man alles zusammen, so ergibt sich folgendes: Die rechtwinkelig geknickte Antenne ist (von der Erdung abgesehen) für horizontal streichende Wellen eine sehr günstige Form (wenn sie in der Grundschwingung oder möglichst nahe derselben erregt wird).

Richtungseffekt hat sie dann nicht.

Schrägführung des vorderen Teiles bis zu ca. 45° (bei gleicher Höhe des horizontalen Astes) ändert sehr wenig an ihrer Wirksamkeit (für Wellen in der Antennenebene eine geringe Verschlechterung, für senkrecht dazu verlaufende eine geringe Verbesserung).

Schirm- und **T**-, sowie **Γ**-Antenne sind bei gleichen Längenabmessungen (und gleichem Verbrauch) mit ihr gleichwertig.

Fällt die Welle dagegen schräg ein, so ändern sich die Verhältnisse; trifft die Welle zunächst den Knick $A$, so wirkt der horizontale Arm günstig; in der umgekehrten Richtung dagegen ungünstig (vgl. Fig. 24 u. 25, wo die Pfeile in der Antenne die Richtung der indu-

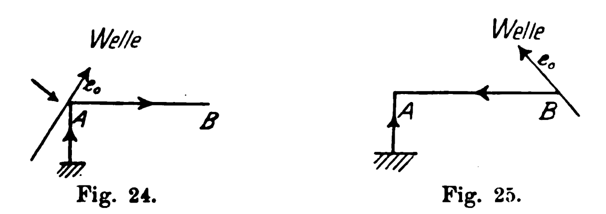



Fig. 24. Fig. 25.

zierten elektrischen Kräfte angeben). In diesem Fall kann also ein in Betracht kommender Richtungseffekt eintreten.

Unter solchen Verhältnissen kann eine schräg geknickte Antenne günstiger wirken. Es läßt sich aber ohne Kenntnis der Neigung der Wellenfront nicht sagen, ob der Unterschied praktisch in Betracht kommt.

Ebenso wie die geknickte Antenne wirkt natürlich die **Γ**-Antenne. Schirm- und **T**-Antenne empfängt dagegen bei schräger Wellenfront nicht besser (wie unmittelbar aus der Stromverteilung hervorgeht) (Fig. 26).

Umgekehrt strahlt eine geknickte Antenne stärker (da auch nach der Vertikalebene Strahlung vorhanden ist); wie stark diese Zusatzstrahlung ist, läßt sich ohne Kenntnis des Verlaufes der Erdströme nicht sagen. Ob diese Strahlung nutzbringend für die Empfänger ist, bleibt gleichfalls offene Frage.

---

ebene liegt (nicht um die Vertikale selber). Daher nahm sie nach 90° Drehung selbstredend nichts auf. Die elektromotorische Erregung ändert sich wesentlich nach dem Kosinus des Azimuts.

Die Beispiele zeigen, daß für sie Strahlung und Aufnahmefähigkeit parallel gehen.

**16.** Erdantenne. Solange man die Erdantenne so schematisiert, wie ich in meiner ersten Abhandlung (Jahrb. **8**, 22, 1914) getan habe oder wenn man sie anschließt an den Fall von § 11 und § 12, so bietet ihre Behandlung natürlich keine weitere Schwierigkeit.

Ob man aber in dieser Weise rechnen darf, ist eine Frage für sich. In ihrer gewöhnlichen Anordnung (über dem Erdboden) liegen schlecht definierte Verhältnisse vor; klarer werden dieselben, wenn man die Erdplatten in eine große Wasserfläche einsenkt. Das Problem ist dann für eine mathematische Behandlung klar definiert, wird aber voraussichtlich sehr schwierig werden. Es schien mir aussichtsreicher, sich durch Versuche darüber zu orientieren, welches vereinfachende Schema man für die zu komplizierte Wirklichkeit einführen dürfe.

Aus diesem Grunde haben wir im April d. J. Versuche am

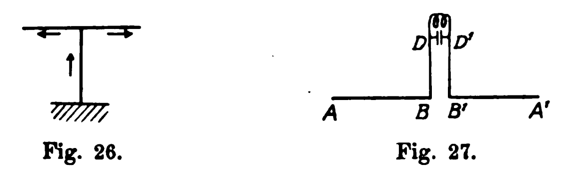



Fig. 26. Fig. 27.

Bodensee gemacht, und ich beabsichtige über deren Ergebnis später zu berichten.

Für heute möchte ich mich auf einen hierher gehörigen Versuch beschränken, welcher entscheiden sollte, ob auf eine ausgedehnte Wasserfläche die Wellen schräg einfallen. Der ev. positive Ausfall würde gleichzeitig beweisen, daß die Grundlagen für die früheren Rechnungen jedenfalls qualitativ zutreffend sind.

Ein hölzernes Schiff (Kieskahn, etwa 20 m lang, 8 m breit) war mit einer horizontalen Antenne versehen (Fig. 27), welche symmetrisch zum Schwungradkreis angeordnet war. Die Antennenteile $AB$ und $A'B'$ lagen in wenig Zentimeter Abstand über der Wasserfläche. Von da bis zum Kondensatorkreis war eine vertikale Strecke von etwa 1,5 m Länge, die (wegen anderer Versuche vorhandenen) Zuleitungen $BD$ und $B'D'$ von etwa 25 m Länge liegen möglichst kapazitäts- und induktionsfrei geführt parallel zueinander in 0,8 m Abstand auf dem horizontalen Deck des Schiffes.

Die elektrischen Verhältnisse auf diesem hölzernen Schiff erwiesen sich als sehr klar, während Gegenversuche auf einem eisernen Boot

sehr störende lokale Einflüsse gezeigt hatten. Mit diesem Kieskahn befanden wir uns etwa 5 km vom Lande entfernt über eine Wassertiefe von rund 300 m. Die etwa 7 km vom Beobachtungsort entfernte Radiostation der Delag, welche der Leitung des Herrn Dr. Dieckmann untersteht, gab uns Zeichen mit 600 m Wellenlänge. Die Zeichen wurden scharf und gut aufgenommen, wenn die Antenne in der Richtung nach der Gebestelle lag; sie wurden schwächer, wenn das Boot gedreht wurde, verschwanden mit etwa $70^0$ Drehung und blieben aus im Intervalle von $(90 \pm 20^0)$, um bei weiterer Drehung wieder anzuschwellen bis zu einem Maximum, welches eintrat, wenn die Antenne wieder nach der Gebestation hinwies.

Diese Versuche, welche mehrfach mit dem gleichen Erfolge wiederholt wurden, scheinen keinen Zweifel mehr zu lassen, daß die Wellenfront über Süßwasser gegen die Vertikale geneigt ist.

Ein wünschenswerter Kontrolversuch, ob nach Abtrennen der Zuleitungen von den Antennenstücken die Erscheinung ebenso eintritt, konnte nicht mehr ausgeführt werden, weil die Geberstation plötzlich gezwungen war, ihre Signale abzubrechen.

Anmerkung. Inzwischen haben wir in Straßburg Beobachtungen darüber angestellt, ob es mit der früher (Jahrb. 8, 16) vorgeschlagenen Anordnung möglich ist, die Richtung des elektrischen Vektors festzulegen. Es ist dies tatsächlich mit ganz kompendiösen Einrichtungen gelungen; allerdings war für die Versuche, welche zunächst über die Brauchbarkeit der Methode entscheiden sollte, das erregende Feld stärker als man für eine allgemeine Benützung wünschen wird. Die Ergebnisse waren teilweise unerwartet, aber verständlich nachdem sie konstatiert waren. Manche Beobachtungen konnten noch nicht aufgeklärt werden; die Witterung war aber zu ungünstig für längere Versuchsreihen. Ich werde nach weiterer Durchführung über dieselben und die Methode berichten.

---

## Inwieweit sind die Annahmen über die Unabhängigkeit der Schwingungsform von der Lage der Erregerstelle berechtigt?

**17.** In betreff dieser Frage finden sich theoretische Behandlungen z. B. bei Rayleigh, Sound und Helmholtz, Vorlesungen für das denselben Differentialgleichungen unterworfene Problem der Saitenschwingungen. Sie zeigen, daß bei punktförmiger Erregung und geringer Dämpfung die Abweichungen, welche eine strenge Theorie ergibt, von den Annahmen, welche hier gemacht würden, praktisch vollständig zu vernachlässigen sind.

Eine allgemeinere Theorie findet sich bei Kneser (Integralgleichungen, Braunschweig, Vieweg 1911, S. 58). Sie liefert folgendes Bild:

Eine Saite von der Länge $l$ sei zur Zeit $t = 0$ in Ruhe und in ihrer Gleichgewichtslage; die zyklische Schwingungszahl der ungedämpften Saite sei $\nu$. Es wirke auf dieselbe eine periodische Kraft (Beschleunigung) $X = \mathfrak{B} \sin \beta t$, wo $\mathfrak{B}$ eine beliebige Funktion der Lage $x$ des Teilchens auf der Saite sein kann. Die Dämpfungskonstante der Saite sei $= b$. Die Gestalt der Saite stellt sich dann dar durch die Superposition von Eigenschwingungen, welche zeitlich abklingen nach Maßgabe des Faktors $e^{-\frac{1}{2} b t}$. Ihnen superponiert sich die erzwungene Schwingung. Nur diese letztere interessiert uns hier. Sie stellt sich dar in der Form:

$$u = \sum_n C_n \sin (\beta t + \varphi_n) \sin n \pi x$$

Die Saite kann also auch in Unterabteilungen schwingen, aber mit der Periode der erzwungenen Schwingung. Diese Schwingungen wird man vielleicht, um Irrtümer zu vermeiden, zweckmäßig als Oberformen bezeichnen.

Der Wert der Amplituden $C_n$ ist gegeben als

$$C_n = \frac{1}{\sqrt{(n^2 \nu^2 - \beta^2)^2 + b^2 \beta^2}} \int_0^l \mathfrak{B} \sin \frac{n \pi x}{l} d x$$

Wir führen statt $b$ das logarithmische Dekrement $\mathfrak{b}$ ein, d. h. wir setzen

$$b = \frac{\mathfrak{b} \nu}{\pi}$$

und fragen nur nach Werten von $C$ im Falle der Resonanz ($\nu = \beta$).

Dann wird $\varphi_1 = 90^0$ und (indem wir das Integral, das als Faktor auftritt, zunächst unterdrücken)

$$C_n = \frac{1}{\sqrt{(n^2 - 1)^2 + \left(\frac{\mathfrak{b}}{\pi}\right)^2}} \cdot \frac{1}{\nu^2}$$

Wir wollen ein Dekrement $= 0{,}2$ annehmen; dann wird

$$C_1 = \frac{\pi}{\mathfrak{b}} \cdot \frac{1}{\nu^2} \quad \text{oder relativ} \quad C_1 = 1 \quad = 1{,}000$$

$$C_2 = \frac{1}{3 \cdot \nu^2} \quad \text{,,} \quad \text{,,} \quad C_2 = \frac{1}{45} = 0{,}021$$

$$C_3 = \frac{1}{8 \cdot \nu^2} \quad \text{,,} \quad \text{,,} \quad C_3 = \frac{1}{120} = 0{,}008$$

Es handelt sich noch um den Einfluß, welchen das als Faktor auftretende Integral hat. Je nach der Annahme, welche man darüber macht, wie die erregende Kraft über die Saite verteilt ist, ändert sich die Größe dieses Faktors. Nimmt man z. B. $\mathfrak{B} = \text{const}$ an, so fallen alle geradzahligen Partialschwingungen weg, es bleiben also nur $C_1, C_3 \ldots$

Bezeichnen wir die $C$, wenn wir den Faktor berücksichtigen, durch horizontale Striche, so wird

$$\overline{C}_1 = \frac{2l}{\pi} \cdot C_1$$

$$\overline{C}_2 = 0$$

$$\overline{C}_3 = \frac{2l}{3\pi} C_3$$

Nimmt man eine andere Erregungsart, z. B. $\mathfrak{B} = \sin m \frac{x}{l} \pi$ an, so wird der Faktor $= 0$ außer für $m = n$, wo er $= \frac{l}{\pi}$ wird, d. h. es wird die Saite nur in der Schwingungsform des $m$ten Partialtones aber mit dem Resonanzton und mit Amplituden erregt, welche sich aus den ungestrichenen durch Multiplikation mit $\frac{l}{\pi}$ ergeben.

Da der Faktor, welchen das Integral darstellt, für keinen endlichen Wert von $n$ einen irgend ausgezeichnet großen Wert erreicht, so erscheint die für die Antennenaufgabe eingeschlagene Rechnungsart praktisch unbedenklich. Dies gilt auch für den Fall, daß die einzelnen Punkte nicht phasengleich erregt werden; statt des einfachen Integrales tritt dann ein die Wurzel aus der Quadratsumme zweier ebenso gebauten.

**18.** Trotz alledem schien es mir wünschenswert direkt experimentell ein Bild zu erhalten. Es hat daher Herr Ungerer im hiesigen Institut Versuche der folgenden Art gemacht.

Durch eine horizontale Metallsaite von 1,5 m Länge und 0,8 mm Durchmesser wurde der Wechselstrom der hiesigen Zentrale (50 Perioden) hindurchgeleitet; ein Stück der Saite befand sich in dem, durch Polschuhe (auf ca. 3 cm im Quadrat) vergrößerten Magnetfeld eines mit Gleichstrom erregten Elektromagneten. Der Wechselstrom floß in einem auf seine normale Frequenz abgestimmten Kondensatorkreis; die Eigenschwingung der Saite wurde durch Spannungsregulierung auf die gleichzeitig kontrollierte Periode des Wechselstromes gebracht und die Schwingungsform der Saite dann photographisch aufgenommen bei

verschiedenen Erregungsstellen. Einige Aufnahmen, bei denen dafür gesorgt war, daß die Amplitude der Saite in ihrer Mitte möglichst die gleiche Größe hatte, zeigen die Fig. 28 und Fig. 29.

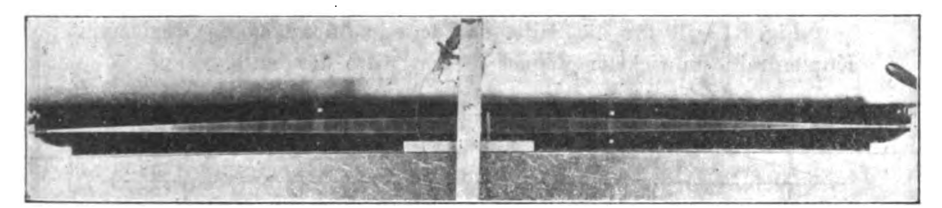


Fig. 28.

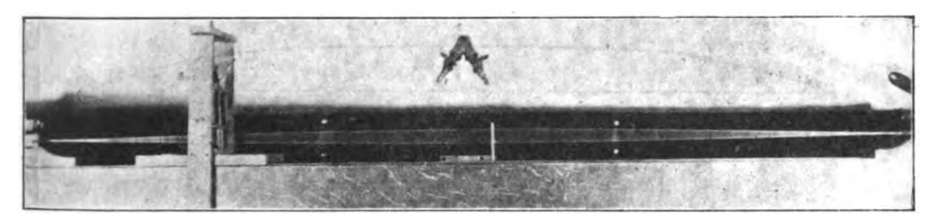


Fig. 29.

Die Saite schwingt unter diesen Bedingungen sehr schön in einer Ebene (senkrecht zu den Magnetkraftlinien). Es gelang aber nicht die Amplituden (etwa durch eine Zylinderlinse) ohne am Bild der Saitenlänge etwas zu ändern, optisch zu vergrößern. Die Photographien geben infolgedessen keinen hinreichend genauen Maßstab. Es wurden daher in einer Anzahl Photographien die Amplituden direkt ausgemessen und mit denen einer berechneten Sinuskurve verglichen; in anderen Fällen wurden die Amplituden bestimmt durch Verschieben eines Anschlages.

Bei den verschiedenen Messungen konnte kein außerhalb der Beobachtungsfehler gelegener Unterschied der Schwingungsform von einer Sinuskurve konstatiert werden.

Fig. 30 zeigt die Resultate der Ausmessung, die gemessenen Amplituden 10fach vergrößert, die Saitenlänge auf $^1/_{10}$ verkürzt. Es findet sich kein beobachtbarer Unterschied, ob die Erregung in der Mitte oder auf $^1/_5$ der Saitenlänge sich befand. Dies wurde kontrolliert, indem man die beiden Aufnahmen aufeinander legte und mit einer Lupe verglich. Die Randkurven fielen vollständig zusammen.

Es gelang nicht das logarithmische Dekrement der Saite so groß

zu machen, wie es bei den elektrischen Schwingungen der drahtlosen Telegraphie ist.

**19.** Es wurden bei dieser Gelegenheit auch die Schwingungsformen einiger inhomogener Saiten untersucht.

Fig. 31 gilt für die Saite, nachdem je 35 cm an den Enden mit Kupferdraht umwickelt: Magnet in der Mitte der Saite.

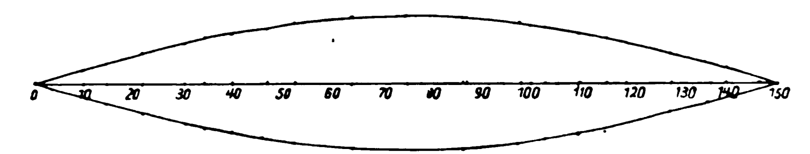



Fig. 30. Einfache Saite.

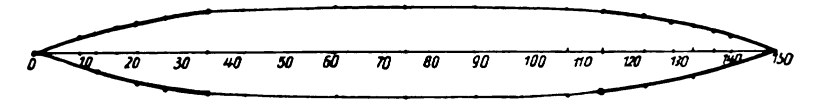



Fig. 31. Saite mit verdickten Enden (je 35 cm).

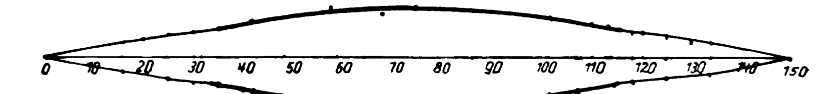



Fig. 32. Saite mit verdicktem Mittelstück (80 cm).

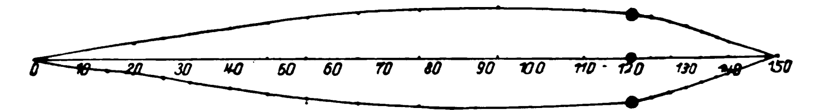



Fig. 33. Saite mit aufgesetztem Gewicht.

Fig. 32 80 cm in der Mitte umwickelt, die Enden frei.

Fig. 33 Saite auf $^1/_5$ nahezu punktförmig belastet.

Der letztere Fall würde elektrisch einer Antenne entsprechen, in welche an einer Stelle eine große Selbstinduktion eingefügt ist. Die Figuren setzen sich aus zwei Sinuskurven zusammen.

**20.** Während des Druckes werde ich auf eine Veröffentlichung von Oskar Faber aufmerksam gemacht (Theorie der gedämpften Schwingungen, Straßburger Dissertation 1914). Diese Arbeit schließt an Untersuchungen des Herrn v. Mises an; in ihr wird folgendes gezeigt: Jedes Gebilde, welches der erweiterten Telegraphengleichung genügt, d. h. ein System, in dem Widerstand $w$, Kapazität $c$ und

Selbstinduktion $p$ Ortsfunktionen sind (dabei soll $w$ einmal, $p$ und $c$ zweimal differenzierbar sein), ist zu unendlich vielen Eigenschwingungen befähigt, wobei jeder komplexen Periode $\tilde{\omega}$ eine eindeutig bestimmte Schwingungsform (Eigenfunktion) zugehört. Wird ein solches System durch eine ungedämpfte Schwingung, deren Frequenz (imaginärer Teil von $\tilde{\omega}$) gleich einer der Eigenfrequenzen ist, erregt, so stellt sich, falls die Dämpfung des Systems klein genug ist, als stationärer Zustand ein solcher ein, bei welchem die $\tilde{\omega}$ zugehörige Eigenfunktion in erster Linie die Schwingungsform bestimmt.

Demnach ist die oben eingeschlagene Rechnungsweise in weiterem Umfange zulässig, als zunächst angenommen war.

## Über die Voraussetzungen der obigen Rechnungen.

**21.** In den Rechnungen des obigen Aufsatzes ist die ganze Wirkung des Bodens nur durch die Bedingung ersetzt, daß die Spannungsänderung am Fußpunkt der Antenne verschwinden soll, von den elektrischen Vorgängen im Boden ist aber vollständig abstrahiert worden. Es schien mir wünschenswert, erst zu erfahren, welche Resultate man unter diesen einfachsten Bedingungen zu erwarten habe, um diese übersichtlichen Ergebnisse mit der Erfahrung vergleichen zu können.

In Wirklichkeit ist natürlich Antenne und Boden für den Sender sowohl wie für den Empfänger als ein System zu betrachten. Eine theoretische Behandlung führt aber, selbst wenn man auch hier wieder vereinfachende Voraussetzungen einführt, wie bekannt, zu sehr komplizierten mathematischen Aufgaben, und es fragt sich, ob nicht der für die Praxis aussichtsvollere Weg darin besteht, daß man in schematischer Zerlegung den Einfluß des Bodens nachträglich gewissermaßen als Korrektionsglied (oder ähnlich wie bei der statischen Verteilung mittels elektrischer Bilder) einzuführen versucht. Faßt man die Sache in dieser Weise auf, so würde die Wirkung des Bodens wesentlich nach zwei Gesichtspunkten zu betrachten sein:

1. Er verändert die Parameter $w$, $c$ und $p$ der Antenne. Dazu läßt der in § 20 angeführte Satz einen weiten Spielraum. In diesem Sinne hat man auch schon seit langem die Wirkung des Bodens aufgefaßt.

2. Es können aber auch noch neue Stromwirkungen durch ihn zustande kommen. Ich exemplifiziere speziell auf die Hörschelmannsche Untersuchung (Jahrb. 5, 14, 188, 1911) der geknickten Antenne. Die Ergebnisse seiner mathematischen Behandlung ver-

anschaulicht er, indem er eine — in der Ableitung natürlich nicht vorhandene — zeitliche Folge der Vorgänge einführt. Diese lassen sich so darstellen: Der horizontale Ast der Antenne induziert im Boden elektrische Felder, welche sich als Strömungen (teils im Leiter, teils im Dielektrikum) schließen in Bahnen sowohl längs der Oberfläche, als im Inneren. Aus den letzteren entstehen ortsverschobene Ströme mit vertikaler Komponente. Ihnen superponieren sich ähnliche, welche herrühren von vertikalen Feldern, die der Induktionswirkung des vertikalen Antennenastes ihren Ursprung verdanken. Die Gesamtheit der vertikalen Stromkomponenten [Gleichung (26) bei Hörschelmann] beeinflußt die horizontale Strahlung (nur von dieser wird gesprochen) und macht dieselbe unsymmetrisch.[1])

Danach wirkt eine geknickte Antenne über dem Boden qualitativ so, wie freie Antennen etwa der Gestalt von Fig. 5, 6 und 7. Es wäre also denkbar, wenn auch noch nicht bewiesen, daß man sie durch Zurückführung auf eine solche Form wieder der einfachen Rechnung zugänglich machen könnte.

Hörschelmann führt bei dieser Veranschaulichung seiner Ergebnisse selber fingierte vertikale Zusatzantennen ein. Dieselben können natürlich auch als metallische gedacht werden. Man kommt so auf Formen, ähnlich denen, die Zenneck schon im Jahre 1900 für unsymmetrische Strahlung angegeben hat.

Für die Vorstellung scheint es jedenfalls möglich, daß man die Felder der Erdströme, wenigstens angenähert und für große Entfernungen durch Ströme in offenen oder geschlossenen linearen Bahnen ersetzen und auf diese die einfache Rechnungsweise, die wir hier einschlugen, anwenden kann. Wie weit dies mathematisch durchführbar ist und in welchen Fällen die Zusatzglieder nur als Korrektion aufgefaßt werden können, bleibt noch offen.

**22.** Die Frage nach dem Einfluß der Erde tritt noch unmittelbarer an uns heran, wenn es sich um schräg einfallende Wellen handelt. Bei der geknickten Antenne z. B. ist so gerechnet, als ob eine ebene

---

1) Einige Beobachtungen über den Einfluß der Umgebung auf die Schwingungsdauer und die Dämpfung der Transversalschwingungen von Saiten und Stäben vgl. F. Braun, Pogg. Ann. **147**, 64 ff., 1872 (speziell S. 87, wo auch Schwingungen in einer Richtung solche in einer dazu senkrechten auslösen) und Pogg. Ann. **151**, 51 ff., 1874, insbesondere S. 251.

Welle von schräg oben sich mit Lichtgeschwindigkeit fortpflanze. Dies entspricht auch den strengeren Ansätzen von Sommerfeld.

Man wird aber auf eine prinzipielle Schwierigkeit geführt, nämlich die: ob am Boden Reflexion stattfinde. Will man Reflexion annehmen, so könnte z. B. einer dem Boden benachbarten horizontalen Antenne auch von Teilen des Bodens, die nicht unter ihr liegen, etwa benachbarten Wasserflächen, noch Energie zugestrahlt werden; es bietet keine Schwierigkeit, solche Fälle unter den oben gemachten einfachen Voraussetzungen rechnerisch zu verfolgen, scheint aber zunächst interesselos.

Wesentlich die gleiche Frage tritt, rein praktisch gesprochen, in einer anderen Form wieder auf. Wenn im Boden, sei er frei von metallischen Leitern oder von solchen durchzogen, von der schräg einfallend gedachten Welle elektrische Ströme induziert werden, so ist die geknickte Antenne in ihrer seitherigen Form ungünstig. Sie sollte dann aus einem vertikalen Mittelstück bestehen, an das sich oben ein horizontales, nach rechts geführtes, unten ein ebensolches nach links geführtes (am besten einige Meter über dem Boden) anschließt.[2])

Alle diese Fragen hängen damit zusammen, daß in den seither fast ausschließlich vorliegenden Fällen der drahtlosen Telegraphie die Strahlungsquelle von dem Boden nur entfernt ist in Abständen, die mit der Wellenlänge vergleichbar sind. Dadurch kommen die komplizierten Vorgänge zustande, welche Sommerfeld theoretisch behandelt hat und welche er schematisch trennt in Oberflächen- und Raumwellen. Das optische Analogon hat kürzlich Mandelstam[3]) nachgewiesen und untersucht. Die optische Verfolgung dieser wichtigen Versuche wird uns experimentell voraussichtlich am einfachsten und anschaulichsten über die Erscheinungen aufklären.

Qualitativ kann man sich so ausdrücken, daß für eine Lichtquelle, die sehr nahe der Trennungsfläche zweier (durchsichtigen) Mittel liegt, die gewöhnlichen Gesetze der Optik (Reflexion und Brechung) versagen.

Liegt die Strahlungsquelle (wie etwa ein Luftballon) einige Wellenlängen über der Erdoberfläche, so können die Gesetze der Optik angewendet werden — in diesem Fall gibt es also reflektierte Wellen —

---

1) Durch die Annahme, welche manche Autoren vorziehen, daß eine schräg stehende Welle sich horizontal ausbreite, entgeht man dieser Frage nicht.

2) Diesen Vorschlag hat schon Zenneck, Phys. Ztschr. 9, 50, 1908, gemacht.

3) Mandelstam, Phys. Ztschr. 15, 220, 1914.

und die Antenne reagiert auf diese anders, als auf Wellen, die von einem dem Boden benachbarten Sender ausgehen.

Das gleiche würde für Gewitterstörungen, falls sie in großer Höhe ihren Ursprung haben, gelten. Eine gut leitende dem Boden sehr nahe etwa auf denselben isoliert aufgelegte Antenne, sollte von solchen atmosphärischen Störungen nicht erregt werden, während sie auf schräg einfallende Wellen, die von einem dem Boden benachbarten Sender ausgehen, reagieren würde und auch tatsächlich recht stark reagiert, wenn das System gewissen Bedingungen bezüglich der Orientierung genügt.

Es wäre wünschenswert, daß das Problem von der optischen Seite verfolgt, von der elektrischen aber nicht vernachlässigt würde. Die Fragen, die ich früher aufgeworfen und zu deren experimenteller Behandlung ich Vorschläge gemacht habe, nämlich nach der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen in der Nähe des Bodens — dicht oberhalb und ev. unterhalb der Grenzschicht — erscheinen als keine müßigen, mögen meine Vorschläge brauchbar sein oder nicht.

Straßburg, 27. Mai 1914.

(Eingesandt 29. Mai 1914.)

Adresse des Autors: Direktor des Phys. Instituts der Universität Straßburg i. Els.

---

# Über die Leistungsfähigkeit von Litzenspulen.

Von **Hans Georg Möller.**

### Bezeichnungen.

$J$ = Stromdichte; $I$ = Gesamtstrom in einem Draht;

$E$ = elektromotorische Kraft; $\mathfrak{E}$ = elektrische Feldstärke;

$\sigma$ = Leitfähigkeit;

$\mathfrak{H}, \mathfrak{H}_i, \mathfrak{H}_a, \mathfrak{H}_g$ = magnetische Feldstärke
$R, R_i, R_a, r, r_i, r_a$ = Radien } siehe Fig. 6;

$\mathfrak{H}_0$ = Gleichstrommagnetfeld
$\mathfrak{H}_1, \mathfrak{H}_2$ = Zusatzfelder
$J_0$ = Gleichstromdichte
$J_1, J_2$ = Zusatzstromdichten } bei Berücksichtigung des Wirbelstromes;

$$g = \frac{b}{h} = \frac{\text{Drahtbreite}}{\text{Spulenganghöhe}};$$

$N$ = Windungszahl pro 1 cm Spulenlänge;
$n$ = Frequenz (in $2\pi$ Sekunden);
$m$ = Gesamtzahl der Litzendrähte;
$\mu$ = Zahl der umschlungenen Litzendrähte;
$W$ = Wattverbrauch;
$W_D$ = Wattverbrauch in 1 cm Draht;
$dV$ = Volumenelement;
$W_s$ = Wattverbrauch in einem Stück Spule von 1 cm Spulenlänge;
$w$ = scheinbarer Ohmscher Widerstand;
$w_0$ = Gleichstromwiderstand;

$$\alpha = 2(r_a - r_i)\sqrt{\frac{2\pi n \sigma}{g}} \text{ für rechteckigen Querschnitt;}$$

$$\alpha = 4\varrho f \sqrt{\frac{2\pi n \sigma}{g}} \text{ für runden Querschnitt;}$$

$\lambda$ = Wellenlänge;
$f$ = 0,829, Faktor zum Übergang von quadratischem zu rundem Querschnitt;
Die Indizes $L$ und $M$ bedeuten Litze und Massivdraht.

Um für die drahtlose Telegraphie Spulen mit möglichst geringer Dämpfung herzustellen, sind zwei Aufgaben gleichzeitig zu lösen: 1. Es ist eine Spule mit großer Zeitkonstante[1]) herzustellen; 2. die Wirbelstromverluste sind niedrig zu halten.

Zur Lösung dieser doppelten Aufgabe sind zwei prinzipiell verschiedene Wege eingeschlagen worden. Einesteils hat man das Problem simultan behandelt. Sowohl große Zeitkonstante als auch Wirbelstromfreiheit sollte durch geeignete Wahl der Spulenform erreicht werden. Andererseits hat man das Problem zerlegt. Für die Wahl der Spulenform war nur die Rücksicht auf eine möglichst große Zeitkonstante maßgebend, während die Wirbelstromfreiheit durch eine besondere Konstruktion des Leiters, aus dem die Spule gewickelt war, angestrebt wurde. Der erste Gedanke wurde von Voß[2]) durchgeführt. Da durch die theoretischen Untersuchungen Wiens[3]) und Sommer-

1) Zeitkonstante $= \frac{\text{Selbstinduktion}}{\text{Ohmscher Widerstand}}$ für langsamen Wechselstrom, der Quotient hat die Dimension der Zeit.

2) Voß, Verhandl. der phys. Ges. 1912, S. 682—700.

3) M. Wien, Ann. d. Phys. 4 (14), 1, 1904.

felds[1]) und durch die Messungen Meißners[2]), Esaus[3]) und Flemings[4]) festgestellt war, daß der Wirbelstrom in einlagigen Spulen besonders hoch ist, untersucht Voß nur einlagige Zylinderspulen. Mehrlagige Spulen und Flachspulen schließt er in Rücksicht auf den Wirbelstrom aus. Weiterhin stellt er fest, daß die äußere Form einlagiger Spulen, charakterisiert durch das Verhältnis der Spulenhöhe $h$ zum Spulendurchmesser $2r$ keinen wesentlichen Einfluß auf den Wirbelstrom hat. Den günstigsten Wert von $h/2r$ bestimmt Voß daher getrennt. Die weiteren Konstruktionsdaten der Spule: das Verhältnis vom Durchmesser zur Ganghöhe, oder für Bandspulen, das Verhältnis der Querschnittsrechteckseiten für gegebene Querschnittsgröße usw. werden wieder mit Rücksicht auf den Wirbelstrom berechnet.

Bei einer zweiten Gruppe von Vorschlägen finden wir die Spulenform unverändert in der alten Maxwellschen Weise[5]) gewählt. Der Wirbelstrom wird dabei lediglich durch besondere Konstruktion des Leiters herabgedrückt. Als Grundidee haben diese Konstruktionen gemeinsam: die Dicke des Leiters senkrecht zur Magnetfeldrichtung gemessen, ist möglichst klein zu wählen, da der Wirbelstromverlust mit der 4. Potenz dieser Dicke anwächst.

Aus diesem Gedanken heraus entstanden zunächst die Bandflachspulen. Ein dünnes Kupferband, dessen Breite der Spulenhöhe gleicht, wird zu einer ebenen Spirale aufgewickelt. Man erhält so eine mehrlagige Spule, deren Lagen aus je einer Windung bestehen.

Nach den Messungen von Lindemann und Hüter[6]) sind diese Flachspulen allerdings nicht sonderlich vorteilhaft. Es ist das auch theoretisch leicht einzusehen, wenn man bedenkt, daß in kurzen Spulen die Magnetkraftlinien nicht parallel zur Spulenachse gehen, sondern die Bänder oben und unten durchsetzen.

In Fig. 1 ist eine solche Flachspule durchgeschnitten gezeichnet, die Magnetkraftlinien sind punktiert. Ließe sich eine Spule aus gekrümmtem Kupferband wie in Fig. 2 technisch leicht herstellen, dürfte sie eine gute Lösung der Spulenfrage bilden.

Für lange Solenoide hingegen, in denen die Magnetkraftlinien fast

---

1) Sommerfeld, Ann. d. Phys. 4 (15), 678, 1904.
2) A. Meißner, Jahrb. 3, 57, 1909.
3) Esau, Ann. d. Phys. 4 (34), 1, 1911 und Jahrb. 4, 490, 1911.
4) Fleming, Jahrb. 3, 356, 1910. Weitere Literatur siehe Voß, l. c.
5) Maxwell, Elektrizität und Magnetismus 2, 434.
6) Lindemann und Hüter, Verhandl. d. Phys. Ges. 1913, S. 219.

genau parallel zur Spulenachse laufen, ist eine Bewickelung mit dünnem Band, wie auch Voß bemerkt, vorteilhaft.

Als ein zweiter Konstruktionsvorschlag erwuchs aus der oben genannten Grundidee die Zerteilung des dicken Kupferdrahtes oder

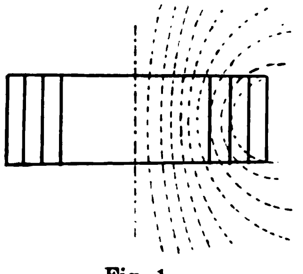


Fig. 1.

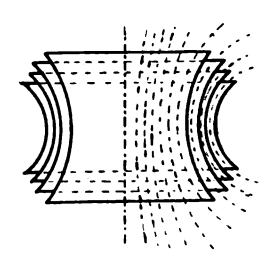


Fig. 2.

Bandes in eine große Zahl dünner verflochtener oder verdrillter Drähte: die Herstellung der Spule aus Litze. Solche Litzenspulen wurden zuerst von Dolezalek[1]) konstruiert. Eine Theorie des Wirbelstromes in den Litzenspulen entwarf M. Wien[2]). Weitere experimentelle Untersuchungen teilte Giebe[3]) mit.

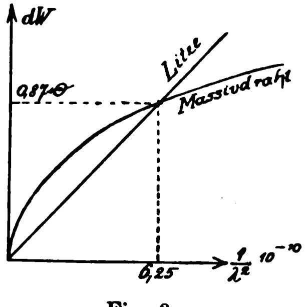



Fig. 3.

Für die mittleren Perioden der Telephonie bewährten sich diese Spulen außerordentlich gut, wie die Messungen Esaus[4]) bestätigen. Bei den hohen Frequenzen der drahtlosen Telegraphie hielten sie allerdings, wie zuerst M. Wien[5]) feststellte, nicht das, was sie versprachen.

Dieser merkwürdigen Tatsache widmete R. Lindemann[6]) eine ausführliche experimentelle Untersuchung. Er stellte sich „einander-entsprechende" Spulen her, d. h. Spulen mit gleicher Windungszahl, gleichem Durchmesser, gleicher Ganghöhe und gleichem Gleichstromwiderstand, die

1) F. Dolezalek, Ann. 4 (12), 1042, 1903.

2) M. Wien, Ann. 4 (14), 1, 1904 und 25, 625, 1908.

3) Giebe, Ztschr. für Instrumentenkunde 27, 153, 1907 und 29, 151, 1909.

4) Esau, Dissertation, Berlin 1908.

5) M. Wien, Jahrb. 1, 469, 1909.

6) R. Lindemann, Verhandl. d. Phys. Ges. 11, 28, 682, 1909 und Jahrb. 4, 561—604, 1911.

eine aus Massivdraht, die andere aus Litze. An diesen Spulen mißt er die Widerstandserhöhung bei verschiedenen Frequenzen und erhält nebenstehende Kurven (Fig. 3).

Der Schnittpunkt der beiden Kurven bedeutet, daß oberhalb der durch $\frac{1}{\lambda^2} = 6{,}25 \quad 10^{-10}$ charakterisierten Frequenz in der Litze größere Wirbelstromverluste als im Massivdraht auftreten. Dieses Resultat ist ein überaus merkwürdiges. Die Unterteilung des Leiters, die zur Herabminderung der Wirbelstromverluste vorgenommen war, bewirkt gerade das Gegenteil dessen, das man erwartete, nämlich eine Erhöhung der Wirbelstromverluste.

## Problemstellung.

Diese merkwürdige Erscheinung ist geeignet, die Technik vom Bau von Litzenspulen abzubringen. Ehe man aber die Idee, die Wirbelströme durch Anwendung von Litzen herabzudrücken, endgültig aufgibt, ist es nötig, die Erscheinungen, die beim Durchgang rascher Wechselströme durch Litzenspulen auftreten, aufzuklären. Erst die vollständige Theorie der Stromverteilung in den Litzendrähten ermöglicht eine richtige Beurteilung der Leistungsfähigkeit der Litzenspulen.

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich eine Erklärung des Lindemannschen Schnittpunktes gegeben. In dieser Arbeit sollen zunächst meine früheren Resultate kurz referiert und dann die Theorie weiter ausgebaut und die Resultate in einer für die Technik handlichen Form dargestellt werden.

## I. Teil.

### Versuch einer Erklärung durch Kapazitätsströme.

Zunächst versuchte ich den unerwartet starken Anstieg der Widerstandserhöhung mit der Frequenz durch Kapazitätsströme zu erklären. Um qualitativ abzuleiten, in welcher Weise sich die Litzendrähte aufladen, genügt es, nur 2 Drähte herauszugreifen. In Fig. 4a ist ein Stück Litze mit diesen beiden Drähten dargestellt. Die Kapazität der beiden Drähte zwischen den Punkten *I* und *II* und zwischen *II* und *III* sei schematisch durch die in der Figur gezeichneten beiden Kondensatoren angedeutet.

Steigt der die Litzenspule durchfließende Wechselstrom in Richtung des Pfeiles an, so wird der in Fig. 4b herausgezeichnete von

1) H. G. Möller, Ann. d. Phys. 4, 36, 738.

den beiden Einzeldrahtstücken zwischen 1 und 2 und ihren Kapazitäten gebildete geschlossene Stromkreis von einem wachsenden Magnetfelde $\mathfrak{H}$ durchsetzt. Dieses induziert eine elektromotorische Kraft $E$ und einen Kapazitätsstrom $J$ in Richtung des Pfeiles (Fig. 4b).

Fig. 4a.

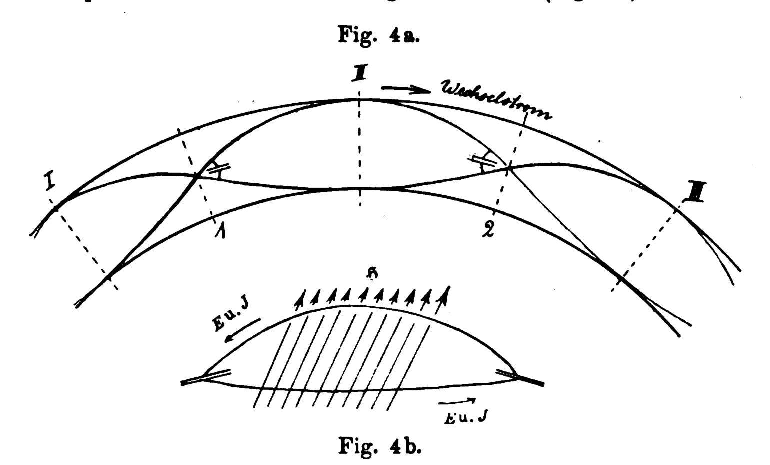



Fig. 4b.

Da die elektromotorische Kraft proportional mit der Frequenz $n$ und die Kapazitätsströme bei gleicher elektromotorischer Kraft wiederum proportional mit $n$ ansteigen, so wächst der Verluststrom proportional mit $n^2$, die Widerstandserhöhung proportional mit $n^4$. Insofern wären die Kapazitätsströme wohl geeignet, das abnorm starke Ansteigen des Litzenwiderstandes bei hohen Frequenzen zu erklären.

Eine quantitative Durchrechnung des Vorschlages zeigt allerdings, daß man nur etwa $^1/_{10}$ der Widerstandserhöhung durch Kapazitätsströme erklären kann.

## Zum Ziele führender Erklärungsvorschlag.

Zu einer quantitativ richtigen theoretischen Erklärung des fraglichen Schnittpunktes führte die einfache Durchrechnung des Problems mit den elektrodynamischen Grundgleichungen für quasi-stationäre Ströme[1]. Zunächst wurde die räumliche Verteilung von Stromdichte

1) Maxwellsche Gleichungen:

$$4\pi J = \operatorname{rot} \mathfrak{H} \quad \text{und} \quad \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = -\operatorname{rot} \mathfrak{E}; \quad J = \sigma \mathfrak{E},$$

$$0 = \operatorname{div} \mathfrak{H} \quad \text{und} \quad 0 = \operatorname{div} \mathfrak{E}$$

unter Vernachlässigung von $\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}$.

und Magnetfeld unter Berücksichtigung der Wirbelstromrückwirkung berechnet.

Weiterhin ist es für eine anschauliche Darstellung der Resultate besser, den Wattverbrauch

$$W = \frac{1}{\sigma} \int J^2 dV$$

$J$ = Stromdichte, $\sigma$ = Leitfähigkeit, $dV$ = Volumenelement des Leiters, und aus diesem durch Division mit dem Quadrate des Gesamtstromes $I$ den scheinbaren Ohmschen Widerstand

$$w = \frac{W}{I^2}$$

zu berechnen, wie ich das in dem qualitativen Teil meiner früheren Arbeit tat.

## Konstruktive Ermittelung der räumlichen Verteilung von Stromdichte und Magnetfeld.

Im folgenden soll eine anschauliche Darstellung des Gedankenganges mitgeteilt werden, der in meiner früheren Arbeit mathematisch dargestellt wurde.

Ebenso wie bei jeder Reihenentwickelung gehen wir von einer angenäherten Lösung für langsamen Wechselstrom: von der Feldver-

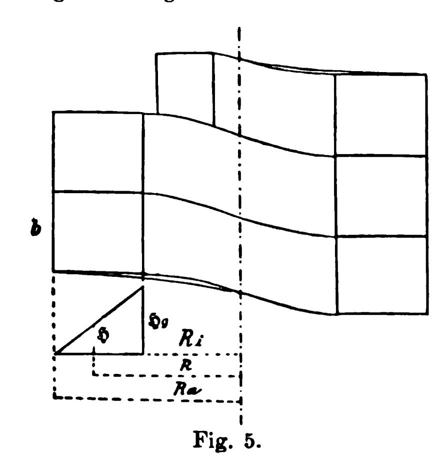



Fig. 5.

teilung bei Gleichstrom aus, und korrigieren diese durch Zusatzfelder, die vom Wirbelstrom herrühren. Für Gleichstrom ist das Feld im Massivdraht in Fig. 5, das Feld in dem schraffierten Litzendraht in

Fig. 6 dargestellt. Drahtquerschnitt und Litzenquerschnitt denken wir uns viereckig. Die Bedeutung der Bezeichnungen $R$, $R_i$, $R_a$, $r$, $r_i$, $r_a$, $\mathfrak{H}_i$, $\mathfrak{H}_a$, $\mathfrak{H}_g$ ergeben die Fig. 5 u. 6.

Zunächst wollen wir die Konstruktion der Zusatzglieder für den Massivdraht durchführen.

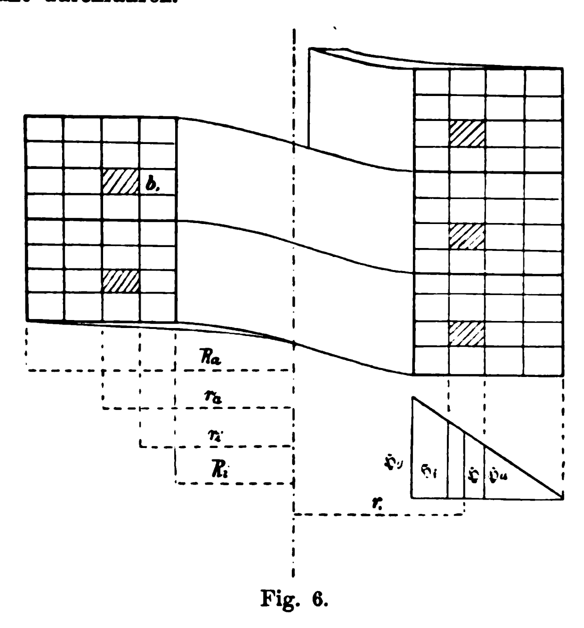



Fig. 6.

Das Gleichstromfeld Fig. 7b erzeugt eine elektromotorische Kraft

$$E_1 = \int_{R_i}^{R} \frac{\partial}{\partial t} \mathfrak{H}\, 2\pi r\, d r = n \int_{R_i}^{R} \mathfrak{H}\, 2\pi r d r$$

Sie ist in Fig. 7c eingezeichnet. Der von dieser elektromotorischen Kraft $E_1$ induzierte Strom $J_1$ läuft als Wirbelstrom ganz im Inneren des Drahtes, auf der der Spulenachse zugekehrten Seite als Hinstrom, auf der anderen äußeren Seite als Rückstrom. Er tritt nicht aus dem Spulendraht heraus; daher ist er über den ganzen Drahtquerschnitt aufsummiert, gleich Null:

$$\int_{R_i}^{R_a} J_1\, b\, d r = 0$$

Die Kurven für die Wirbelstromdichte, (Fig. 7d) wird der Kurve für die elektromotorische Kraft parallel gehen. Ihre Höhenlage ist

aber so zu wählen, daß die beiden Flächenstücke *I* und *II* gleich sind, d. h. daß Hin- und Rückstrom sich in Summa aufheben.

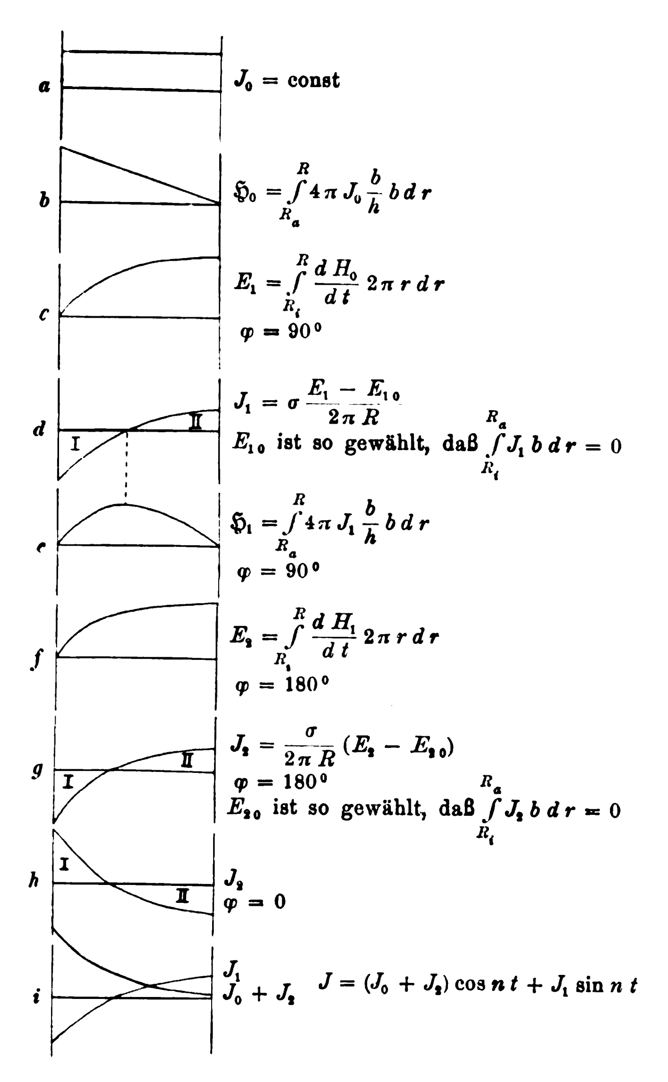



Fig. 7.

Dieser um $90^0$ gegen den ursprünglichen Wechselstrom phasenverschobene Wirbelstrom erzeugt ein ebenfalls um $90^0$ phasenver-

schobenes Zusatzmagnetfeld $\mathfrak{H}_1$, das sich dem ursprünglichen linear abfallenden Felde überlagert.

$$\mathfrak{H}_1 = \int_{R_a}^{R} 4\pi J_1 \frac{b}{h} d r$$

$\mathfrak{H}_1$ ist in Fig. 7e dargestellt. Dieses $\mathfrak{H}_1$ induziert eine weitere um $180^0$ phasenverschobene Zusatz-E.M.K. $E_2$ (Fig. 7f) und diese einen zweiten Zusatzstrom $J_2$ (Fig. 7g). Die Kurve für $J_2$ schneidet wieder zwei gleiche Flächenstücke $I$ und $II$ ab, da auch $J_2$ als Wirbelstromanteil nicht aus dem Drahte heraustritt und infolgedessen

$$\int_{R_i}^{R_a} J_2 \, b \, d r = 0$$

Um diesen um $180^0$ phasenverschobenen Wirbelstrom auf die Phase $0^0$ zu bringen, kehren wir sein Vorzeichen um, Fig. 7h. Statt des ursprünglichen gleichmäßig verteilten Stromes haben wir jetzt eine Stromdichte

$$J = (J_0 - J_2) \cos n t + J_1 \sin n t = (J_0 + J_{2(\varphi = 0)}) \cos n t + J_1 \sin n t$$

erhalten.. $J_0 + J_2$ und $J_1$ sind in Fig. 7i nochmals zusammengestellt.

Setzt man dieses zeichnerische Verfahren, das mit Hilfe eines Planimeters leicht quantitativ ausgeführt werden kann, fort, so wird man weitere immer kleinere Glieder bekommen; man kann auf diese Weise Stromdichte und Feldverteilung in jeder gewünschten Genauigkeit ermitteln.

---

Konstruiert man nur die beiden ersten Korrektionsglieder, so sieht es aus, als ob bei genügend hohen Frequenzen auch in einlagigen Massivdrahtspulen außen ein Rückstrom auftreten könnte. Daß dies nie der Fall sein kann, zeigt die Weiterführung der Konstruktion für einen Fall, in dem $J_0 + J_2$ für $R = R_a$ negativ wird.

In Fig. 8 ist die Korrektion für einen solchen Fall bis zum 4. Korrektionsglied durchgeführt. Die Diagramme 8a—i sind nach demselben Verfahren wie die Diagramme 7a—i entworfen, und unterscheiden sich von diesen nur quantitativ. Im weiteren werden die Verhältnisse etwas komplizierter. Die EMK. $E_1$ diente lediglich dazu, den Korrektionsstrom $J_1$ anzutreiben. Die mit $E_1$ in Phase liegende EMK. $E_3$ hat 2 Aufgaben zu erfüllen; sie hat

1. den ungleichmäßigen Ohmschen Spannungsabfall $\frac{J_1}{\sigma}$ auszugleichen und
2. einen weiteren Korrektionsstrom $J_3$ anzuregen.

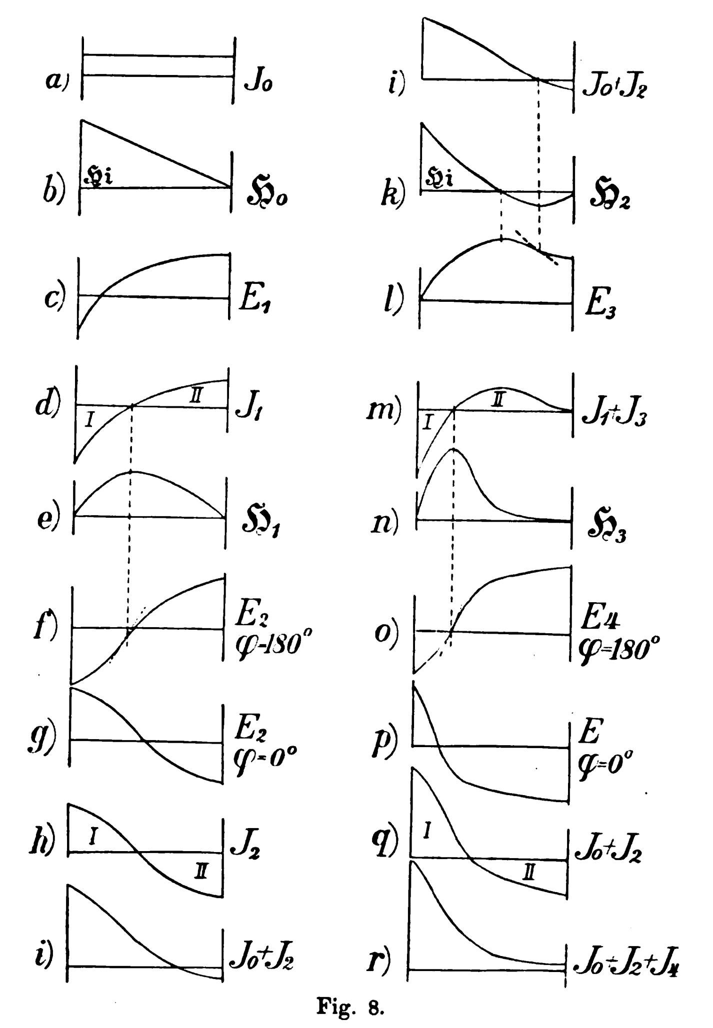



Fig. 8.

Für $J_3$ kommt also nur die Differenz

$$\Delta E_3 = E_3 - \frac{J_1}{\sigma}$$

in Frage. Der ganze um 90° verschobene Korrektionsstrom ist $J_1 + J_3$

$$J_1 + J_3 = J_1 + \sigma\left(E_3 - \frac{J_1}{\sigma}\right) = \sigma E_3$$

Nun verläuft aber $E_3$ immer flacher als $\frac{J_1}{\sigma}$ oder $E_1$. Das zeigt der Vergleich der Diagramme 8b mit 8k und 8c mit 8l. In der Figur sind diese Diagramme einander gegenüber gestellt. Das Magnetfeld $\mathfrak{H}_2$ ist nicht nur kleiner als $\mathfrak{H}_0$, sondern ist sogar rechts, an der Außenseite des Drahtes, negativ. Daher verläuft die $E_3$-Kurve viel flacher als die $E_1$-Kurve. Der Hauptanstieg findet innerhalb eines schmalen Gebietes links auf der Innenseite des Drahtes statt, auf der Außenseite sinkt die $E_3$-Kurve sogar wieder ein wenig.

Der ganze um 90° phasenverschobene Korrektionsstrom $J_1 + J_3$ ist in Fig. 8m dargestellt. Er verläuft natürlich ebenfalls im ganzen flacher als $J_1$, sein Hauptanstieg liegt links, auf der Außenseite (rechts) fällt er wieder ein wenig.

Das von $J_1 + J_3$ herrührende um 90° verschobene Feld $\mathfrak{H}_3$ (Fig. 8n) verläuft infolgedessen ebenfalls im Ganzen flacher mit einem steilen Anstieg links und einem flachen Abstieg rechts.

Dasselbe gilt von der E.M.K. $E_4$.

Der E.M.K. $E_4$ fallen wiederum zwei Aufgaben zu: den ungleichmäßigen Spannungsabfall $\frac{J_2}{\sigma}$ auszugleichen und einen weiteren Korrektionsstrom $J_4$ anzutreiben. Analog der eben durchgeführten Überlegung wird

$$J_2 + J_4 = \sigma E_4 .$$

$E_4$ für $\varphi = 180^0$ ist in Fig. 8o, $E_4$ für $\varphi = 0^0$ in Fig. 8p dargestellt.

$J_2 + J_4$ verläuft ebenfalls flacher als $J_2$ und hat seinem Hauptabfall an der Innenseite (links).

Da der Hauptabstieg der $J_0 + J_2 + J_4$-Kurve weiter links wie der der $J_0 + J_2$-Kurve liegt, wird die Kurve auch die Nulline weiter links schneiden. Das Magnetfeld $\mathfrak{H}_4$ wird in einem noch breiteren Gebiet negativ werden wie $\mathfrak{H}_2$. Durch Wiederholung des Gedankenganges findet man, daß $J_2 + J_4 + J_6$ noch kleiner wird, wie $J_2 + J_4$ usw.

Solange bei der Fortsetzung der Zeichnung noch ein Rückstrom auftritt, wird die Stromdichte bei $R = R_a$ durch jeden weiteren Korrektionsschritt immer positiver.

Sie muß also im Grenzfall entweder positiv oder wenigstens Null werden.

Wie die Rechnung zeigt, wird die Stromdichte bei $R = R_a$ tatsächlich immer positiv. Nur für den Grenzfall $\infty$ hoher Frequenz wird sie 0.

Damit ist festgestellt, daß in einlagigen Massivdrahtspulen ein Rückstrom auf der Außenseite nie auftreten kann.

Da das Feld im Innern der Spule unabhängig vom Wirbelstrom immer

$$\mathfrak{H}_i = \mathfrak{H}_g = \frac{4\pi I}{g} \qquad I = \int_{R_i}^{R_a} i\, b\, d\, r$$

ist, werden die Feldstärke- und Stromdichtekurven mit wachsender Frequenz $n$ die in Fig. 9 dargestellten Formen annehmen. Die ge-

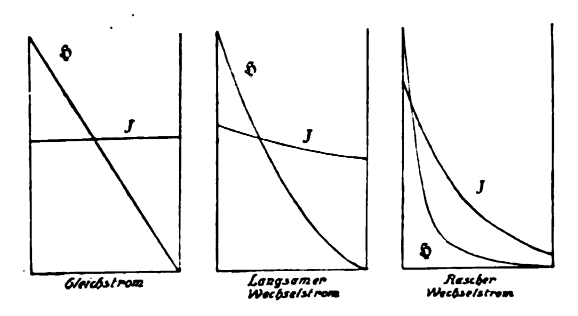



Fig. 9.

samte magnetische Induktion nimmt bei höheren Frequenzen immer mehr ab. Der Wirbelstrom hindert das Magnetfeld am Eindringen in den Leiter.

Die Kurven für den Stromdichte- und Feldverlauf in einem Litzendraht sind in Fig. 10a—h gezeichnet. Der Konstruktion ist ein Litzendraht zugrunde gelegt, den noch 10 andere Litzendrähte umschlingen, dem also ein 10 mal so großes Magnetfeld eingeprägt wird, als der Strom in ihm erzeugt.

Auch hier läßt sich das Bestreben des Wirbelstromes erkennen, die Gesamtinduktion im Draht herabzuschwächen. Diese Abschirmung des Magnetfeldes ist allerdings prozentisch viel geringer als in einer Spule, die nur aus einem Litzeneinzeldraht gewickelt wäre, wo nur das vom Strom in dem betrachteten Drahte herrührende Feld und

nicht ein 10 mal größeres abgeschirmt werden mußte, und erst recht geringer als in dem entsprechenden Massivdrahte.

Aus demselben Grunde überwiegt auch das 1. Korrektionsglied $J_1$ die anderen bei weitem, in unserem Beispiel um das 10-fache. Der Rückstrom auf der Außenseite des Litzendrahtes wird nicht wie beim Massivdraht Fig. 8 durch das folgende Korrektionsglied kompensiert werden.

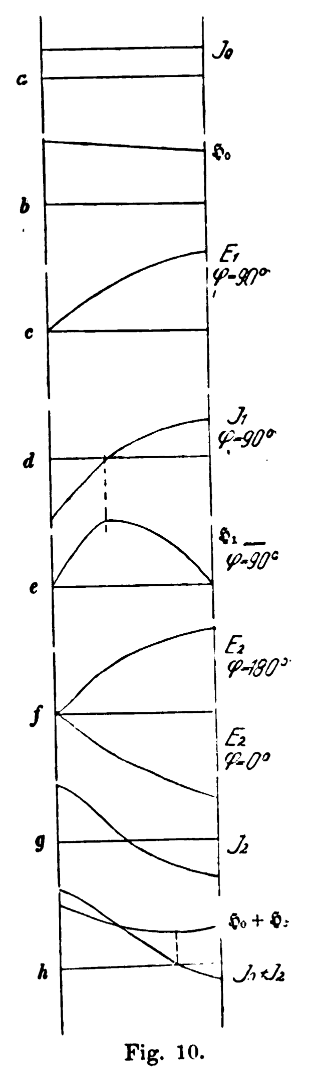


Fig. 10.

**Qualitative Schlüsse aus der Konstruktion der Magnetfeld- und Stromdichteverteilung.**

1. In einlagigen Massivdrahtspulen tritt nie ein Rückstrom auf, während in den Litzendrähten ein starker Rückstrom zu finden ist.

2. In einlagigen Massivdrahtspulen schirmt der Wirbelstrom das Magnetfeld stark ab. In Litzendrähten ist die Magnetfeldabschirmung klein, sie ist kleiner als in einer Spule aus Massivdraht vom Drahtdurchmesser eines Litzendrahtes und erst recht kleiner als in der entsprechenden Massivdrahtspule.

3. Je größer die Zahl der Einzeldrähte einer Litze ist, um so geringer sind die Feldabschirmungen, um so besser ist die Annahme gültig, das Feld sei innerhalb eines Einzeldrahtes konstant.

4. Für Litzendrähte gilt die mit konstantem Magnetfeld rechnende Wiensche Theorie: Der Litzenwiderstand steigt proportional mit dem Quadrat der Frequenz, mit $n^2$, an.

5. Die prozentische Widerstandserhöhung im Massivdraht $\frac{w}{w_0}$ weicht um so mehr von der Wienschen Theorie ab, je mehr der Wirbel-

strom das Magnetfeld abschirmt. Die Kurve im $\frac{w}{w_0} : n^2$- Diagramm, die nach der Wienschen Theorie[1]) berechnet eine Gerade sein sollte, biegt mit wachsendem $n$ immer stärker nach unten ab.

6. Die geradlinig weiter ansteigende Litzenkurve holt die anfangs zwar viel stärker, später aber immer flacher und flacher ansteigende Massivdrahtkurve ein und schneidet sie.

Damit sind die Resultate meiner früheren Arbeit, soweit sie an Hand der Konstruktionsmethode qualitativ abzuleiten waren, referiert.

## II. Teil.

## Weiterer Ausbau der Theorie.

Während im ersten Teil der vorliegenden Arbeit im wesentlichen über meine frühere Arbeit referiert und die Ergebnisse auf einem zweiten anschaulichen zeichnerischen Wege nochmals abgeleitet worden sind, soll im 2. Teil die Theorie noch weiter ausgebaut werden. Der Ausbau besteht *A* im Ersatz zweier Vereinfachungen durch die strenge Theorie, *B* in der Darstellung der Resultate durch Kurven, aus denen die Antworten auf technische Fragen mühelos abzulesen sind.

### Über die benutzten Vereinfachungen.

In der früheren Arbeit benutzte ich, um das Problem der mathematischen Behandlung zugänglich zu machen, folgende Vereinfachungen:

1. Zunächst wird der Widerstand eines 1 cm langen, beliebig gelegenen Einzeldrahtstückes berechnet, der Widerstand eines ganzen Litzendrahtes wird dann durch Aufsummieren der Widerstände der 1 cm langen Stücken gewonnen.

Das 1 cm lange Drahtstück wurde als Teil eines kreiszylinderförmigen Solenoids aufgefaßt, das in einem räumlich konstanten eingeprägten Wechselmagnetfelde liegt, obwohl der Einzeldraht nicht immer auf demselben Kreiszylinder bleibt.

2. Die Windungen des Solenoids, zwischen denen die anderen Einzeldrähte liegen, waren zusammengeschoben gedacht; das ist nur zulässig, wenn die zwischenliegenden Drähte wie in Fig. 6 liegen und die Verzerrungen des Magnetfeldes durch den Wirbelstrom richtig weiterführen. Im allgemeinen ist das nicht der Fall. Durch das

1) D. h. wenn man die von Wien für Litzen und Rollen abgeleitete Formel auf eine einlagige Spule anwenden würde.

Zusammenschieben der Windung ist die Wirbelstromrückwirkung in der Litze etwas zu hoch ausgefallen.

3. Von viereckigen auf runden Drahtquerschnitt wurde durch Multiplikation mit dem Sommerfeldschen Erfahrungsfaktor 0,58 übergegangen. —

Die erste Vereinfachung dürfte einen nur unwesentlichen Fehler bedingen, so lange der Winkel zwischen den Litzendrähten und der Tangentialebene an die Spule $5^0$ nicht überschreitet, was in Praxi wohl nie der Fall ist. Sie soll wieder benutzt werden.

Die zweite Vereinfachung ist dann nicht mehr zulässig, wenn die Windungen der Spule nicht dicht zusammen liegen. Sie soll nicht mehr benutzt werden, sondern es wird die Ganghöhe $h$ der aus den Einzeldrähten gebildeten Solenoide in die Rechnung eingeführt werden.

Die Anwendung der Solenoidformel, die ihre strenge Gültigkeit durch Auseinanderrücken der Drähte allerdings auch verliert, muß beibehalten werden, da sonst das Problem mathematisch gar nicht anzugreifen wäre.

Der Übergang von rechteckigem zu rundem Drahtquerschnitt wird nach einer theoretischen Überlegung erfolgen, die nach Aufstellung der Formel für die Widerstandserhöhung bei quadratischem Querschnitt dargestellt werden wird.

Schließlich möchte ich mich in dieser Arbeit möglichst eng an die Sommerfeldsche Darstellung und an die von Sommerfeld gebrauchten Bezeichnungen anschließen im Interesse aller derer, die sich einmal in den Gedankengang der bekannten Sommerfeldschen Arbeit eingelebt haben. Vereinfachungen wie $\frac{r_a}{r_i} \sim 1$ seien von vornherein angebracht.

## Aufstellung der Differentialgleichung für das Magnetfeld $\mathfrak{H}$ und die Stromdichte $J$.

Es ist zunächst der scheinbare Ohmsche Widerstand eines 1 cm langen Einzeldrahtstückes zu berechnen, das in einem eingeprägten Magnetfelde $\mathfrak{H}_a$ liegt. Zu diesem Zwecke wollen wir uns dieses Drahtstück zu einem Solenoid ergänzt denken, dessen innerer und äußerer Radius $r_i$ und $r_a$ sind. Die Ganghöhe des Solenoids sei gleich dem mittleren Abstande der Windungen des betrachteten Einzeldrahtes oder der Ganghöhe der Spule. Das Verhältnis dieser Ganghöhe zur Breite $b$ der zunächst noch rechteckig gedachten Drähte sei $g$.

Ganghöhe $= b\,g$.

Der Litzendraht sei in Streifen von der Dicke $dr$ und der Breite $b$ geteilt. Der Strom in einem solchen Streifen ist $Jbdr$. Er verkleinert nach der Solenoidformel das Magnetfeld um $-d\mathfrak{H} = \frac{4\pi Jbdr}{gb}$; $\frac{1}{gb}$ ist die Anzahl der Windungen pro 1 cm Spulenlänge.

$$\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial r} = -\frac{4\pi J}{g} \; ^{1)} \tag{1}$$

Die in einer Windung des betrachteten Streifens induzierte Spannung ist

$$E_1 = \int \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} do = \int\limits_{r_i}^{r} \frac{\partial \mathfrak{H}_i}{\partial t} 2\pi r dr + \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t},$$

wobei $\mathfrak{B}$ die gesamte Induktion bedeutet, die durch den Kreis mit dem Radius $r_i$ tritt.

Der Ohmsche Spannungsabfall in der Windung ist.

$$E_2 = Jbdr \cdot \frac{2\pi r}{\sigma b dr} = \frac{J}{\sigma} 2\pi r$$

$\sigma$ ist die Leitfähigkeit des Drahtmaterials, $\frac{2\pi r}{\sigma b dr}$ der Widerstand des schmalen Streifens vom Querschnitt $bdr$ und der Länge $2\pi r$. Die Gesamtspannung im Leiterelement beträgt

$$E_1 + E_2 = \frac{J}{\sigma} 2\pi r + \int\limits_{r_i}^{r} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} 2\pi r dr + \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t}$$

Die Spannung ist dieselbe für alle Leiterelemente, da sonst ein Querstrom fließen müßte. Die Bedingung der Spannungsgleichheit über den Querschnitt liefert die Differentialgleichung:

$$0 = \frac{\partial (E_1 + E_2)}{\partial r} = 2\pi r \left(\frac{J}{r\sigma} + \frac{\partial J}{\sigma \partial r}\right) + \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} 2\pi r \tag{2}$$

Setzt man den Wert von $J$ aus Gleichung (1) ein, erhält man

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{H}}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial r} - \frac{4\pi\sigma}{g}\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = 0 \tag{3}$$

1) Um die Faktoren $c$ und $c^2$ zu vermeiden, rechnen wir im elektromagnetischen Maßsystem.

Der Draht werde durchflossen von einem Gesamtstrom $I = I e^{int}$ und liege in einem mit dem Wechselstrom in Phase schwingenden eingeprägten Magnetfelde $\mathfrak{H}_a = \mathfrak{H}_a e^{int}$.

Das Magnetfeld $\mathfrak{H}_a$ berechnet sich aus dem Feld $H_g$ im Inneren der Spule, der Gesamtzahl der Drähte $m$ und der Zahl der Einzelsolenoide $\mu$, die das betrachtete Solenoid umschlingt zu

$$\mathfrak{H}_a = H_g \frac{m - \mu - 1}{m} e^{int} \text{ [1]}$$

Obwohl das eingeprägte Magnetfeld von diesem Wert nach innen ansteigt, darf man mit

Eingeprägtes Feld = konstant = $\mathfrak{H}_a$

rechnen, wie ich in meiner vorigen Arbeit nachgewiesen habe.

$\mathfrak{H}_i$ ist dann um das von dem betrachteten Drahte erzeugte Feld größer wie $\mathfrak{H}_a$

$$\mathfrak{H}_i = H_g \frac{m - \mu}{m} e^{int}$$

Durch den Ansatz $\mathfrak{H} = \mathfrak{H} e^{int}$ wird die Abhängigkeit von der Zeit richtig wiedergegeben.

Für $\mathfrak{H}$ als Funktion von $r$ erhält man durch Einsetzen des Ansatzes die Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{H}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial r} + k^2 \mathfrak{H} = 0 \qquad k^2 = -\frac{4 \pi i n \sigma}{g}$$

und die Grenzbedingungen

$$\mathfrak{H}_i = H_g \frac{m - \mu}{m}; \qquad \mathfrak{H}_a = H_g \frac{m - \mu - 1}{m}$$

Die Differentialgleichung und die Grenzbedingungen sind somit auch der Form nach dieselben, wie bei Sommerfeld für die $\mu^{\text{te}}$ Lage einer $m$-lagigen Rolle. Nur der Ausdruck für $k^2$ erhält noch ein $g$ im Nenner.

Wir können die Sommerfeldsche Lösung ohne weiteres über-

---

1) Jeder der Einzeldrähte liefert den gleichen Anteil $\frac{H_g}{m}$ zum Magnetfeld. Außerhalb des betrachteten Drahtes, der $\mu$ Drähte umschlingt, selbst also der $(\mu + 1)^{\text{te}}$ ist, liegen noch $m - (\mu + 1)$ Drähte, die ein Magnetfeld $[m - (\mu + 1)] \frac{H_g}{m}$ erzeugen.

tragen, nur müssen wir den Ausdruck für $J$ mit $g$ multiplizieren, denn bei Sommerfeld lautet Gleichung (1)

$$4\pi J = \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial r}, \quad \text{bei uns} \quad 4\pi J = g \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial r}$$

$$4\pi J_\mu = i k g \left\{ \frac{m-\mu}{m} \frac{e^{ik(r_a - r)} + e^{ik(r - r_a)}}{e^{ik(r_a - r_i)} - e^{ik(r_i - r_a)}} - \frac{m-\mu-1}{m} \frac{e^{ik(r_i - r)} + e^{ik(r - r_i)}}{e^{ik(r_a - r_i)} - e^{ik(r_i - r_a)}} \right\} \cdot H_g e^{int} \tag{4}$$

**Berechnung des scheinbaren Ohmschen Widerstandes eines Drahtstückes von 1 cm Länge, das $\mu$ Einzeldrahtsolenoide umschließt.**

Der Wattverbrauch in einem Einzeldrahtsolenoid von 1 cm Spulenlänge ist

$$W_s = \frac{1}{g} \frac{1}{\sigma} \int_{r_i}^{r_a} J^2\, 2\pi r\, dr \quad \text{für 1 cm Spulenlänge.}$$

Zu der entsprechenden Sommerfeldschen Formel tritt der Faktor $\frac{1}{g}$, da nur $\frac{1}{g}$ des Wickelungsraumes mit Kupfer ausgefällt ist. Auf 1 cm Drahtlänge erhalten wir, wenn $N$ Windungen auf 1 cm Spulenlänge kommen

$$W_D = \frac{1}{2\pi r N} \frac{1}{g\sigma} \int_{r_i}^{r_a} J^2\, 2\pi r\, dr \quad \text{für 1 cm Drahtlänge}$$

Der gesamte im Einzeldraht fließende Strom ist nach der Solenoidformel

$$I = \frac{\mathfrak{H}_i - \mathfrak{H}_a}{4\pi N} = \frac{H_g}{4\pi N m}$$

Der Widerstand von 1 cm Drahtlänge wird schließlich

$$w = \frac{W_D}{I^2} = \frac{4^2 \pi^2 N^2 m^2}{H_g^2} \frac{1}{2\pi r N} \frac{1}{g\sigma} \int_{r_i}^{r_a} J^2\, 2\pi r\, dr \tag{5}$$

Der Gleichstromwiderstand $w_0$ eines Einzeldrahtstückes von 1 cm Länge ist, da $\frac{1\text{ cm}}{Ng}$ gleich der Breite $b$ des Einzeldrahtes ist

$$w_0 = \frac{1\text{ cm}}{\sigma \cdot b(r_a - r_i)} = \frac{Ng}{\sigma(r_a - r_i)}$$

Setzt man den Wert für $w_0$ in Gleichung (5) ein, erhält man

$$w = w_0 \frac{r_a - r_i}{r g^2} \cdot \left(\frac{4\pi m}{H_g}\right)^2 \int_{r_i}^{r_a} J^2 r\, d r$$

$\left(\frac{4\pi m}{H_g}\right)^2 \int_{r_i}^{r_a} J^2 r\, d r$ bleibt zu berechnen. Der Wert des Integrals unterscheidet sich von dem Sommerfeldschen nur durch den Faktor $g^2$.

$$\left(\frac{4\pi m}{H_g}\right)^2 \int_{r_i}^{r_a} J^2 r\, d r = \frac{g^2 r}{r_a - r_i} \left\{[(m-\mu)^2 + (m-\mu-1)]^2 \varphi(\alpha) - 2(m-\mu)(m-\mu-1)\psi\alpha\right\} \quad (6)$$

Für $w$ erhalten wir endlich die Formel

$$w = w_0 \left\{[(m-\mu)^2 + (m-\mu-1)^2]\varphi(\alpha) - 2(m-\mu)(m-\mu-1)\psi\alpha\right\} \quad (7)$$

wobei

$$\left.\begin{aligned} \varphi(\alpha) &= \frac{\alpha}{2}\,\frac{\mathfrak{Sin}\,\alpha + \sin\alpha}{\mathfrak{Cos}\,\alpha - \cos\alpha} \quad \text{und} \\ \psi(\alpha) &= \alpha\,\frac{\mathfrak{Sin}\,\frac{\alpha}{2}\cos\frac{\alpha}{2} + \mathfrak{Cos}\,\frac{\alpha}{2}\sin\frac{\alpha}{2}}{\mathfrak{Cos}\,\alpha - \cos\alpha} \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

und

$$\alpha = 2(r_a - r_i)\sqrt{\frac{2\pi n\sigma}{g}} \quad (9)$$

ist.

## Berechnung des mittleren Widerstandes eines Litzendrahtes.

Die Anzahl $\mu$ der umschlungenen Einzeldrähte ändert sich kontinuierlich, wenn wir den Draht auf seinem gewundenen Lauf durch die Litze verfolgen. Um den mittleren Widerstand des Drahtes zu berechnen, haben wir ihn in Stücke von der Länge $dl$ einzuteilen. Der Widerstand $dw$ eines solchen Stückes ändert sich je nach der Anzahl $\mu$ der Einzeldrahtsolenoide, die der Draht gerade umschlingt. $dw$ ist als Funktion von $\mu$ nach Gleichung (7) auszurechnen. Dann sind alle $dw$ aufzusummieren und das Resultat durch die Drahtlänge zu dividieren.

Wir wollen annehmen:

1. Gleichmäßige Verteilung der Einzeldrähte auf einen rechteckigen Litzenquerschnitt.
2. Ideale Verdrillung oder Verflechtung.

Denken wir uns den Litzenquerschnitt wie in Fig. 11 in gleichbreite Streifen von der Breite $ds$ eingeteilt, so kommt auf jeden Streifen ein gleichlanges Stück $dl$ des Einzeldrahtes

$$\frac{dl}{ds} = \text{const} = \zeta$$

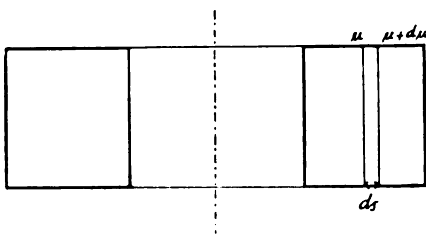



Fig. 11.

Ferner liegen in jedem solchen Streifen gleich viele Einzeldrähte $d\mu$:

$$\frac{ds}{d\mu} = \text{const} = \vartheta$$

Daraus folgt $\dfrac{dl}{d\mu} = \vartheta \cdot \zeta$ oder $dl = \vartheta\,\zeta\,d\mu$.

Als Drahtlänge $l$ wählen wir das Stück, über das wir den Draht verfolgen müssen, bis er wieder an dieselbe Stelle des Litzenquerschnittes kommt. Man könnte $l$ als Ganghöhe der Verdrillung bezeichnen.

$l$ ist die Summe aus allen Stücken $\vartheta\,\zeta\,d\mu$, ist also durch

$$l = \int_0^{m-1} \vartheta\,\zeta\,d\mu = \vartheta\,\zeta\,(m-1)$$

auszudrücken. Das Integral ist von 0 bis $m-1$ zu erstrecken, da der Draht höchstens die $m-1$ anderen Drähte, nicht aber sich selbst mit umschlingt.

Nun können wir an die Ausführung des Integrales $dw$ gehen. $dw$ an einer Stelle, wo $\mu$ Einzelsolenoide umschlungen werden, beträgt

$$dw = w(\mu)\,dl$$

Für $w(\mu)$ ist der Wert aus Gleichung (7), für $dl$ $\vartheta\,\zeta\,d\mu$ einzusetzen.

$$dw = w(\mu)\,\vartheta\,\zeta\,d\mu$$

$$w_{\text{mittel}} = \frac{\int\limits_0^{m-1} w(\mu)\,\vartheta\,\zeta\,d\mu}{l} = \frac{1}{m-1}\int\limits_0^{m-1} w(\mu)\,d\mu$$

Die Ausführung des Integrals ergibt

$$\left.\begin{aligned} w_{\text{mittel}} = w_0 \{[{}^2/_3 (m-1)^2 + (m-1) + 1]\,\varphi(\alpha) - \\ - [{}^2/_3 (m-1)^2 - (m-1)]\,\psi(\alpha)\}\end{aligned}\right\} \quad (10)$$

**Der Übergang von rechteckigem zu rundem Drahtquerschnitt.**

Bei rechteckigem Drahtquerschnitt ist die Breite $b$ und das Verhältnis $g$ unabhängig von $r$. Für andersgeformte Querschnitte werden $b$ und $g$ Funktionen von $r$.

Haben wir eine Querschnittsform wie in Fig. 12, in der die $b$- und $g$-Werte nur wenig verschieden sind, liegt es nahe, mit einem geeigneten Mittelwert von $g$ zu rechnen.

Daß dieser Mittelwert $g_m$, der für eine Frequenz geeignet gewählt ist, auch für alle anderen Frequenzen eine gleich gute Annäherung ergibt, ist zunächst nur eine Annahme. Die Berechtigung dieser Annahme wird der Vergleich mit den Messungen beweisen.

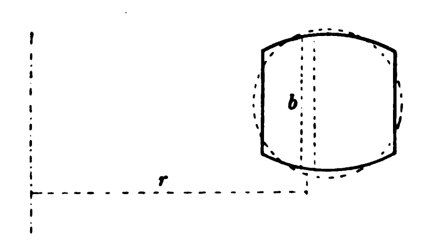



Fig. 12.

Wir gehen nach dieser Überlegung von rechteckigem Querschnitt zu dem Querschnitt in Fig. 12 oder auch zu dem sehr ähnlichen Kreisquerschnitt über, in dem wir $g$ durch $g_m = \frac{g}{f^2}$ ersetzen, oder das Argument $\alpha$ der Formel mit einem geeignet bestimmten Faktor $f$ multiplizieren.

$f$ berechnet sich durch Vergleich der korrigierten Sommerfeldschen Lösung mit der für runden Drahtquerschnitt streng gültigen Wienschen Lösung für langsame Wechselströme in einlagigen Massivdrahtspulen.

Wien erhält für die prozentische Widerstandserhöhung

$$\frac{w - w_0}{w_0} = 0{,}272\,\pi^2 \quad \pi^2 n^2 \sigma^2 \varrho^2 \text{ [1]} \qquad \varrho = \text{Drahtradius}$$

Die durch den Faktor $f$ korrigierte Sommerfeldsche Lösung lautet

$$\frac{w - w_0}{w_0} = 16 \cdot 0{,}356\, f^4 \pi^2 n^2 \sigma^2 \varrho^4$$

Hieraus berechnet sich $f$ zu

$$f = \sqrt[4]{\frac{0{,}272}{0{,}356}\,\frac{\pi^2}{16}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\sqrt[4]{0{,}765} = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\,0{,}936 = 0{,}829$$

Es ist also das Argument

$$\alpha = 2(r_a - r_i)\sqrt{2\pi n\sigma} \quad \text{mit} \quad f = 0{,}829,$$

das von Sommerfeld vorgeschlagene Argument

$$\alpha' = 2\pi\varrho\sqrt{2n\sigma} = \alpha\frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

noch mit $f' = 0{,}936$ zu multiplizieren, wenn man vom quadratischen auf kreisförmigen Querschnitt übergehen will.

Liegen die Windungen nicht dicht zusammen, wie bei der Sommerfeldschen Rechnung vorausgesetzt wird, sondern sind sie durch eine Isolation getrennt, so ist das Argument noch mit $\frac{1}{\sqrt{g}}$ zu multiplizieren.

Sommerfeld teilt auf Seite 690 eine Messungsreihe Wiens mit, die wir ebenfalls zum Vergleich mit der Theorie benutzen wollen. Da über die Isolationsdicke nichts angegeben ist, berechne ich das $g$ aus der ersten Messung.

$\left(\frac{1}{\sqrt{g}}\right)^4$ ergibt sich zu 0,664; $g$ zu 1,23

Wir haben dann das Sommerfeldsche Argument $\alpha'$ durch Multiplikation mit $f' \cdot \frac{1}{\sqrt{g}}$, den ersten Wert durch Multiplikation mit

$$\left(f'\,\frac{1}{\sqrt{g}}\right)^4 = 0{,}50$$

wie es die Messung erfordert, zu korrigieren. Aus der zur Berech-

1) Sommerfeld, l. c. S. 688.

nung von $g$ benutzten 1. Messung wäre zu schließen, daß die Umspinnung den Drahtdurchmesser auf das 1,23 fache erhöht hat, die Umspinnung selbst etwa 0,12 des Drahtdurchmessers stark war.

Berechnen wir die Werte mit dem korrigierten Argument, erhalten wir

Tabelle 1.

| $\frac{w - w_0}{w_0}$ berechnet | $\frac{w - w_0}{w_0}$ gemessen | $\frac{\text{gemessen}}{\text{berechnet}}$ |
|---|---|---|
| 0,021 | 0,021 | [1] |
| 0,042 | 0,045 | 1,07 |
| 0,090 | 0,089 | 0,99 |
| 0,34 | 0,34 | 1,00 |
| 0,58 | 0,60 | 1,03 |
| 0,92 | 0,89 | 0,97 |

Berechnet man die von Batelli und Magri[1]) gemessenen Werte in derselben Weise, indem man $g$ wieder dem ersten Wert der Reihe entnimmt, erhält man

Tabelle 2.

| $\frac{w - w_0}{w}$ berechnet | $\frac{w - w_0}{w_0}$ gemessen | $\frac{\text{gemessen}}{\text{berechnet}}$ |
|---|---|---|
| 1,6 | 1,6 | [1] |
| 2,3 | 2,3 | 1 |
| 2,8 | 3,3 | 1,19 |
| 3,4 | 3,9 | 1,14 |
| 4,0 | 3,7 | 0,92 |

Auch hier schwanken die Werte der 3 Kolumnen regellos um 1, wie das bei Beobachtungsfehlern der Fall zu sein pflegt. Die Übereinstimmung der Theorie mit den Messungen ist eine recht gute. Die Annahme, der Mittelwert von $g$ leiste für alle Frequenzen gleich gute Dienste, ist gerechtfertigt.

## Näherungsformeln für großes und kleines $\alpha$.

Für kleines $\alpha$ läßt sich Formel (10) in eine Potenzreihe nach $\alpha$ entwickeln: Man erhält für

1) Sommerfeld, l. c. Seite 693.

$$\varphi(\alpha) = 1 + \frac{2}{3}\frac{\alpha^4}{5!};\ \psi(\alpha) = 1 - \frac{7}{12}\frac{\alpha^4}{5!}$$

und für

$$\left.\frac{w}{w_0} = 1 + \frac{2}{3}\frac{\alpha^4}{5!} + \left(\frac{2}{3} + \frac{7}{12}\right)\left(\frac{2}{3}(m-1)^2 - (m-1)\right)\frac{\alpha^4}{5!} \quad \text{für kleines } \alpha\right\} \tag{11}$$

Für sehr großes $\alpha$ wird $\varphi(\alpha) = \frac{\alpha}{2}$; $\psi(\alpha) = 0$

$$\frac{w}{w_0} = \frac{\alpha}{2}\left\{1 + \frac{2}{3}(m-1)^2 + (m-1)\right\} \tag{12}$$

**Vergleich einander entsprechender Spulen mit verschieden feiner Unterteilung.**

Zwei Spulen entsprechen sich, wenn sie

1. gleiche Windungszahl,
2. gleichen Spulenradius,
3. gleiche Ganghöhe,
4. gleichen Gleichstromwiderstand

haben.

Um den Vergleich zweier verschieden unterteilter Litzen durchzuführen, wird man sie am einfachsten mit dem entsprechenden Massivdraht vergleichen.

Die Bedingung gleichen Gleichstromwiderstandes oder gleichen Kupferquerschnittes gestattet den Radius $\varrho_L$ des Litzendrahtes aus dem Radius $\varrho_M$ des Massivdrahtes und der Drahtzahl $m$ zu berechnen

$$m\,\pi\,\varrho_L^2 = \pi\,\varrho_M^2 \qquad \varrho_L = \varrho_M \frac{1}{\sqrt{m}} \tag{13}$$

Die Bedingung gleicher Ganghöhe erfordert umgekehrte Proportionalität des Quotienten $\frac{\text{Ganghöhe}}{\text{Drahtdurchmesser}}$ zum Drahtradius

$$\frac{g_L}{g_M} = \frac{\varrho_M}{\varrho_L} = \sqrt{m} \qquad g_L = g_M\sqrt{m} \tag{14}$$

Durch Einsetzen dieser beiden Beziehungen in die Gleichungen (11) und (12) erhalten wir die Widerstände verschieden unterteilter entsprechender Litzen durch die Drahtzahl $m$ und die Dimensionen des entsprechenden Massivdrahtes ausgedrückt:

$$\frac{w}{w_0} = 1 + \frac{\frac{2}{3}\alpha_M^4}{5!\,m^3} + \frac{15}{12\cdot 5!}\,\frac{\alpha_M^4}{m^3}\left(\frac{2}{3}(m-1)^2 + (m-1)\right) = \tag{15}$$
$$= 1 + \alpha_M^4 \cdot F \text{ für kleines } \alpha_M.$$

$$\frac{w}{w_0} = \left(\frac{2}{3}(m-1)^2 + (m-1) + 1\right)\frac{\alpha_M}{m^{\frac{3}{4}}\,2} \text{ für großes } \alpha_M \tag{16}$$

$$\alpha_M = 4\varrho_M \sqrt{\frac{2\pi n \sigma}{g_M}}\, f \tag{17}$$

$$\alpha_L = 4\varrho_L \sqrt{\frac{2\pi n \sigma}{g_L}}\, f \tag{18}$$

$$\alpha_M = \alpha_L m^{\frac{3}{4}} \tag{19}$$

Aus den Formeln ist abzulesen, daß bei langsamen Schwingungen $\frac{w}{w_0}$ mit zunehmender Drahtzahl fällt, bei raschen Schwingungen hingegen mit zunehmendem $m$ steigt. Die Kurve verschieden unterteilter Drähte müssen sich alle gegenseitig kreuzen. Wie in meiner früheren

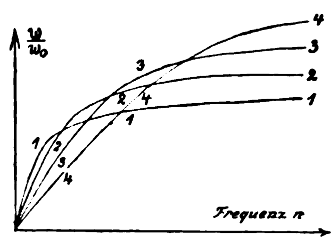



Fig. 13.

Arbeit auseinandergesetzt wurde, schneiden sich die Widerstandskurven in der in Fig. 13 dargestellten Weise.

Für jede Frequenz gibt es eine ungünstigste Unterteilung.

## Graphische Darstellung der Resultate in einer für die Technik handlichen Form.

Um eine Darstellung zu erhalten, die für alle $\alpha$- und $m$-Werte die prozentische Widerstandserhöhung $\frac{w - w_0}{w_0}$ rasch aufzufinden und außerdem einen Vergleich verschieden fein unterteilter Litzen leicht durchzuführen gestattet, wählen wir als Argument nicht $\alpha_L$, sondern

$\alpha_M$. Dann lassen sich die Ergebnisse der Rechnungen in einer einzigen Kurventafel zusammenfassen. In ihr sind als Abszizzen die $\alpha_M{}^4$-Werte, als Ordinaten die $\frac{w - w_0}{w_0}$-Werte aufgetragen. Die einzelnen Kurven stellen die Widerstandserhöhung in Abhängigkeit von $\alpha_M$ für verschieden feine Unterteilung dar. Es ist zum Beispiel für eine aus 180 Einzeldrähten bestehende Litze die Kurve mit dem Vermerk $m = 180$ zu benutzen. Für den Massivdraht gilt die Kurve mit $m = 1$.

Zur Konstruktion des Diagrammes Fig. 14 wurden aus den Formeln (15) und (16) folgende Zahlenwerte berechnet.

1. Für die Massivdrahtkurve aus Formel (16)

| $w/w_0$ | 4 | 5 | 6 | 6,5 | 7 | 7,5 | 8 | 8,5 | 9 | 9,5 | 10 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\alpha_M{}^4\ 10^5$ | 0,041 | 0,100 | 0,208 | 0,285 | 0,384 | 0,508 | 0,656 | 0,837 | 1,055 | 1,300 | 1,600 |

| $w/w_0$ | 10,5 | 11 | 11,5 | 12 | 12,5 |
|---|---|---|---|---|---|
| $\alpha_M{}^4\ 10^5$ | 1,95 | 2,35 | 2,80 | 3,33 | 3,92 |

2. Für die Steigung der Litzenkurve aus Formel (15)

$$F = \frac{1}{5!\,m^3}\left(\frac{2}{3} + \frac{5}{6}(m-1) + \frac{5}{4}(m-1)\right)$$

| $m$ | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 | 100 | 110 | 120 | 130 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $F\ 10^{-5}$ | 12,88 | 11,46 | 9,80 | 8,62 | 7,65 | 6,88 | 6,20 | 5,76 | 5,30 |

| $m$ | 140 | 150 | 160 | 170 | 180 | 190 | 200 | 210 | 220 | 230 | 240 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $F\ 10^{-5}$ | 4,90 | 4,59 | 4,32 | 4,08 | 3,84 | 3,65 | 3,46 | 3,30 | 3,16 | 3,03 | 2,92 |

| $m$ | 250 | 300 | 350 | 400 | 450 | 500 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $F\ 10^{-5}$ | 2,83 | 2,31 | 1,98 | 1,73 | 1,54 | 1,385 |

Der praktische Gebrauch des Diagrammes sei durch einige Zahlenbeispiele erläutert.

### Beispiel 1.

Wie groß ist die prozentische Widerstandserhöhung einer Litze bei 150000 Schwingungen in $2\pi$ Sekunden? Die Konstruktionsdaten der Litze sind:

| | |
|---|---|
| Litzendrahtradius . . . | $\varrho_L = 0{,}10$ mm |
| Ganghöhe . . . . . . | $= 3$ mm |
| Einzeldrahtzahl . . . . | $m = 100$ |
| Leitfähigkeit des Kupfers | $\sigma = 0{,}59\ 10^{-4}$ cgs. |

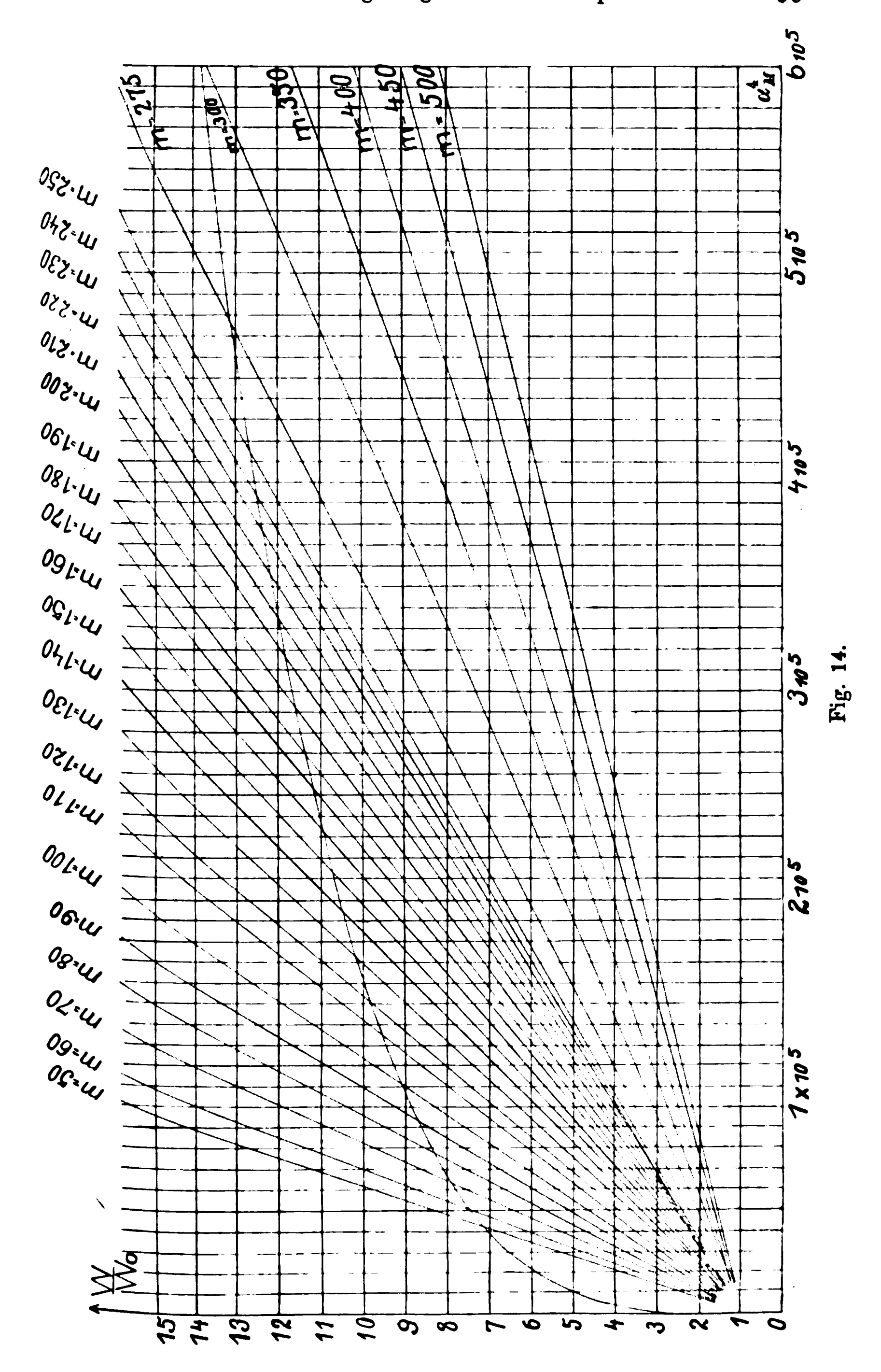

m=50
m=60
m=70
m=80
m=90
m=100
m=110
m=120
m=130
m=140
m=150
m=160
m=170
m=180
m=190
m=200
m=210
m=220
m=230
m=240
m=250
m=275
m=300
m=350
m=400
m=450
m=500
W/W0
0
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
1x10^5
2 10^5
3 10^5
4 10^5
5 10^5
6 10^5

Fig. 14.

Ausführung:

Wir berechnen zunächst $\alpha_M$ nach der Formel

$$\alpha_M = \alpha_L m^{3/4} = 4\,\varrho_L f m^{3/4} \sqrt{\frac{2\pi n \sigma}{g_L}} \tag{20}$$

Das Verhältnis $g_L$ von Ganghöhe zum Drahtdurchmesser ist

$$g_L = \frac{3 \text{ mm}}{0{,}3 \text{ mm}} = 10$$

Setzt man die in der Aufgabe gegebenen Konstruktionsdaten der Litze in Formel (20) ein, erhält man

$$\alpha_M = 4 \cdot 0{,}010.\ 0{,}829 \cdot 100^{3/4} \sqrt{\frac{2\pi \cdot 150000\ \ 0{,}59 \cdot 10^{-4}}{10}} = 24{,}65$$

$$\alpha_M^4 = 1{,}74\ \ 10^5$$

$\frac{w}{w_0}$ ist dann an der mit $m = 100$ ausgezeichneten Kurve abzulesen:

$$\frac{w - w_0}{w_0} = 12{,}75$$

Das Diagramm zeigt außerdem, daß es zwecklos ist, eine solche Litze zu konstruieren, da die Widerstandserhöhung in der Litze bereits größer wie in dem entsprechenden Massivdraht ist.

**Beispiel 2.**

Eine Litze ist aus $5 \cdot 4 \cdot 3 \cdot 3 = 180$ Einzeldrähten zusammengedrillt, und zwar sind zunächst je 5 Drähte verdrillt, dann 4 solcher Bündel zu je 5, dann 3 Bündel zu je $5 \cdot 4$, und endlich sind die 3 Kabel zu je $5 \cdot 4 \cdot 3$ zusammen verdrillt. Die Windungen der Litze liegen eng aneinander. Der Drahtdurchmesser ist 0,12 mm. Bei welcher Frequenz zeigt die Litzenspule denselben Widerstand wie die entsprechende Massivdrahtspule und wie groß ist dann die prozentische Widerstandserhöhung?

Ausführung:

Litze und Massivdraht haben den gleichen Widerstand, wenn sich die Kurven für Litze und Massivdraht schneiden.

$\frac{w - w_0}{w_0}$ ist ohne Weiteres in Diagrammen abzulesen. Der Schnittpunkt der Kurven $m = 1$ und $m = 180$ ergibt

$$\frac{w - w_0}{w_0} = 10{,}3$$

Die Frequenz ist aus $\alpha_M$ zu berechnen. Für $\alpha_M^4$ lesen wir in Fig. 14 ab $\alpha_M^4 = 2{,}68\ 10^5$. Es ist dann $\alpha_M = 22{,}7$.

Zur Berechnung von $n$ lösen wir die Gleichung (20) nach $n$ auf.

$$n = \left(\frac{\alpha_M}{4\,\varrho f m^{3/4}}\right)^2 \frac{g_L}{2\,\pi\,\sigma}$$

Von den Größen auf der rechten Seite fehlt uns nur noch $g_L$, das Verhältnis von Litzendurchmesser zum Drahtdurchmesser. In

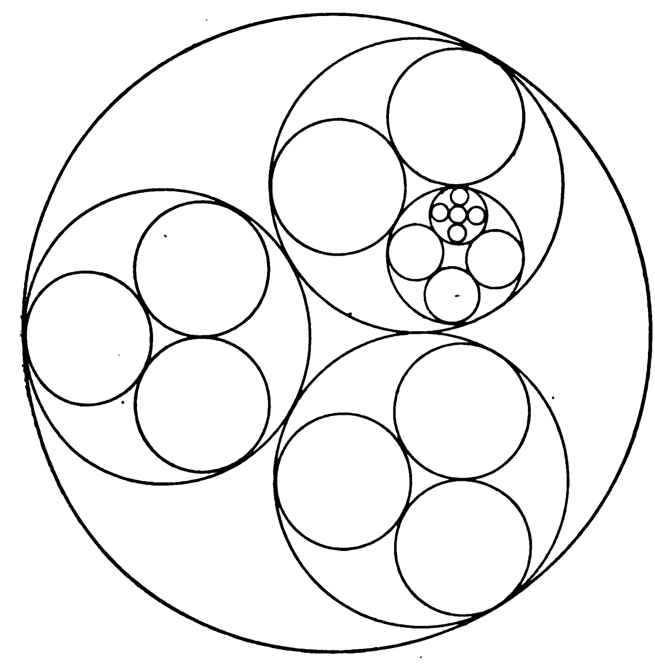


Fig. 15.

Fig. 15, in der der Durchmesser der Einzeldrähte 2,45 mm gewählt wurde, messen wir für den Litzendurchmesser 83 mm ab.

$$g_L = \frac{83}{2{,}45} = 33{,}6$$

Setzen wir die Zahlenwerte ein, erhalten wir

$$n = \left[\frac{22,7}{4 \cdot 0,06 \cdot 0,829 \;\; 180^{3/4}}\right]^2 \frac{33,6}{2\pi \;\; 0,59 \;\; 10^{-4}} = 4,89 \;\; 10^6$$

Dieses Zahlenbeispiel gestattet, die Theorie mit Messungen von Lindemann[1]) zu vergleichen. Wenn man die Litzenkurve nach der oberen Beobachtung

$$\left(\varDelta w = 1,18\;\Omega, \qquad \frac{1}{\lambda^2} = 8,8 \;\; 10^{-10}\right)$$

durchzieht, liest man im Schnittpunkt der Litzen- und Massivdrahtkurve $\varDelta w = 0,87\;\Omega$ ab. Da der Gleichstromwiderstand 0,089 $\Omega$ ist, berechnet sich aus den Messungen

$$\frac{w - w_0}{w_0} = 9,8.$$

Die Frequenz im Schnittpunkt charakterisiert Lindemann durch

$$\frac{1}{\lambda^2} = 6,25 \;\; 10^{-10}$$

$\lambda$ ist die Wellenlänge.

Hieraus berechnet sich $n$ zu

$$n = \sqrt{6,25} \;\; 10^{-5} \;\; 3 \cdot 10^{10} \cdot 2\pi = 4,72 \;\; 10^6$$

Um die Übereinstimmung zwischen den Beobachtungen und der Theorie zu zeigen, stelle ich die Werte einander gegenüber.

| | beobachtet | berechnet |
|---|---|---|
| Frequenz im Schnittpunkt . . . | 4,72 $10^6$ | 4,89 $10^6$ |
| Prozent. Widerstandserhöhung. . | 9,8 | 10,3 |

Die beobachteten Werte liegen etwas niedriger als die berechneten. Die Litzenkurve steigt in Wirklichkeit noch etwas steiler an, als theoretisch gefunden wurde. Das ist zu erwarten, da wir die Widerstandserhöhung durch Kapazitätsströme unberücksichtigt gelassen haben.

**Beispiel 3.**

Eine Spule, deren Draht 10 m lang und deren Ganghöhe 5 mm ist, soll bei einer Wellenlänge von 3 km $\frac{1}{4}$ Ohm Widerstand haben. Ein spezieller Verwendungszweck der Spule — sie soll z. B. als be-

1) R. Lindemann, Verhandl. der Deutschen phys. Ges. 1909, S. 691.

weglicher Teil in einen Meßapparat eingebaut werden — erfordere möglichst geringes Gewicht. Lohnt es sich zu unterteilen?

Zur Verfügung steht Emailledraht von 0,25 mm Durchmesser.

Ausführung:

Ich berechne zunächst den Radius des Massivdrahtes, der den gestellten Bedingungen genügt, und daraus den Kupferquerschnitt des Massivdrahtes.

Dann berechne ich die Zahl der Litzendrähte und daraus deren Kupferquerschnitt.

Und dann vergleiche ich beide Querschnitte.

1. Massivdrahtradius:

Für den Massivdraht ist $g_M = \frac{5 \text{ mm}}{2 \varrho_M}$

$$w_M = w_0 f \frac{\alpha}{2} = \frac{l}{\pi \varrho^2 \sigma} f \cdot 2 \varrho \sqrt{\frac{2\pi \cdot 2\pi N \sigma}{g_M}}$$

$l$ bedeutet die Länge, $N$ die Schwingungszahl. Setzen wir die Zahlen ein, erhalten wir für $\varrho$ die Gleichung

$$\frac{1}{4} \text{Ohm} = \frac{10^9}{4} \text{cgs} = \frac{1000 \cdot 0{,}829}{\pi \varrho^2 \sigma} \cdot 2 \varrho \cdot \sqrt{\frac{2\pi \cdot 2\pi \;\; 10^5 \cdot \sigma \varrho 2}{0{,}5}}$$

$$= 10^3 \cdot 146 \cdot 0{,}829 \sqrt{\frac{10^5 2}{0{,}5 \cdot \varrho \sigma}} = 10^3 \cdot 146 \cdot 0{,}829 \sqrt{\frac{10^5 \cdot 10^4 \cdot 10 \cdot 2}{5 \cdot \varrho \;\; 0{,}59}}$$

$$= 10^8 \sqrt{\frac{2}{5 \cdot 0{,}59 \varrho}} \cdot 146 \cdot 0{,}829$$

oder

$$2(4 \cdot 14{,}6 \cdot 0{,}829)^2 = 5 \cdot 0{,}59 \varrho \qquad \varrho = 1{,}18 \text{ cm}$$

Der Massivdrahtkupferquerschnitt beträgt $\pi \cdot 1{,}39 \text{ cm}^2$.

2. Anzahl der Litzendrähte:

Ein Litzendraht von 10 m Länge und 0,25 mm Durchmesser hat einen Widerstand $w_0$ von

$$w_0 = \frac{1000 \cdot 4}{(2{,}5)^2 \; 10^{-4} \; \pi \, 0{,}59 \cdot 10^{-4}} = \frac{10 \cdot 4}{6{,}25 \cdot \pi \, 0{,}59} = 34{,}5 \text{ Ohm.}$$

Ich brauche mindestens $4 \cdot 34{,}5$ oder 140 Drähte. Wir probieren es daher zunächst einmal mit 140 Drähten und berechnen den Widerstand; sollte er $\frac{1}{4}$ Ohm überschreiten, nehmen wir 150.

Um den Widerstand der Litze aus 140 Drähten ablesen zu können, müssen wir $\alpha_M$ haben

$$\alpha_M = \alpha_L\, m^{3/4} \qquad \alpha_L = 4\,\varrho_L\, f \sqrt{\frac{2\,\pi\;2\,\pi\;10^5\;0{,}59\;10^{-4}}{\frac{5\text{ mm}}{0{,}25\text{ mm}}}}$$

$$\alpha_L = 0{,}141$$

$$\alpha_M = 0{,}141 \cdot 140^{3/4} = 5{,}59 \qquad \alpha_M{}^4 = 971$$

$\frac{w}{w_0}$ lesen wir ab. Es beträgt 1,055.

Der Widerstand der Litze ist

$$w_L = \frac{34{,}5 \cdot 1{,}055}{140} = 0{,}258\ \Omega$$

Er ist etwas zu groß. Probieren wir's mit $m = 150$. Dann wird

$$\alpha_M = \alpha_L\ 150^{3/4} = 0{,}141 \cdot 42{,}7 = 6{,}02 \qquad \alpha_M{}^4 = 1320$$

$\frac{w}{w_0}$ lesen wir ab zu 1,081.

Der Litzenwiderstand wird

$$w_L = \frac{34{,}5 \cdot 1{,}081}{150} = 0{,}246\ \text{Ohm.}$$

Er ist kleiner als verlangt.

Die richtige Drahtzahl liegt zwischen 140 und 150 etwa bei 146. Der Kupferquerschnitt ist:

Litzenkupferquerschnitt $= \pi\,(0{,}25)^2\ 146 = \pi \cdot 10{,}2\ \text{mm}^2 = \pi\ 0{,}102\ \text{cm}^2$

Der Litzenkupferquerschnitt ist etwa 130 mal kleiner. Die Unterteilung lohnt sich.

## Beispiel 4.

Wie fein muß ich einen vorgelegten Massivdraht unterteilen, wenn die in ihm auftretende Widerstandserhöhung auf $^1/_{10}$ herabgedrückt werden soll?

Da die Berechnung von $\alpha_M{}^4$ aus den Konstruktionsdaten schon mehrfach durchgeführt wurde, gehe ich gleich von dem $\alpha_M{}^4$-Wert aus; ich nehme an, in dem vorliegenden Falle habe sich für $\alpha_M{}^4$ $0{,}2\ 10^5$ ergeben.

Die Widerstandserhöhung im Massivdraht lesen wir dann im Diagramm Fig. 14 ab

$$\left(\frac{w - w_0}{w_0}\right)_M = 5$$

Die Widerstandserhöhung der Litze soll $^1/_{10}$ hiervon sein

$$\left(\frac{w - w_0}{w_0}\right)_L = 0,5$$

Wie wir aus dem Diagramm ablesen, würde dieser Bedingung eine Litze von etwas mehr als 275 Einzeldrähten entsprechen.

Zum Schluß sei noch eine Tabelle für das häufig gebrauchte $m^{3/4}$ mitgeteilt.

| $m$ | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 | 100 | 110 | 120 | 130 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $m^{3/4}$ | 18,8 | 21,5 | 24,0 | 26,0 | 29,0 | 31,6 | 34,6 | 36,1 | 38,6 |
| $m$ | 140 | 150 | 160 | 170 | 180 | 190 | 200 | 250 | 300 |
| $m^{3/4}$ | 40,5 | 42,7 | 44,8 | 47 | 49,1 | 51,1 | 53,1 | 62,8 | 72,0 |

Hamburg, Technische Staatslehranstalt.

(Eingesandt 23. Dezember 1913.)

Adresse des Autors: Hamburg-Fuhlbüttel, Fuhlbüttlerdamm 137, I.

---

# Referate.

**N. Papalexi,** Über die Vorgänge in einem Wechselstromkreis mit elektrischem Ventil. Ann. Phys. **39**, 976, 1912.

Verfasser gelangt zu folgender Zusammenfassung der Resultate:

I. Es wurde der Stromverlauf in einem Wechselstromkreise, welcher ein elektrisches Ventil enthält, theoretisch untersucht und es ergaben sich folgende Hauptresultate:

1. Die Art der Wirkung des Ventiles ist im hohen Maße abhängig von den übrigen Konstanten (Selbstinduktion und Widerstand) des Kreises.

2. Enthält der Kreis nur Ohmschen Widerstand, so besteht die Wirkung des Ventiles, wie dies auch ohne Rechnung einleuchtet, lediglich darin, daß er verschiedene Phasen des Stromes nach Maßgabe seiner Durchlässigkeit verschieden stark schwächt.

3. Hat der Kreis eine sehr hohe Selbstinduktion, so besteht der Strom aus einer Gleichstromkomponente und einer darübergelagerten nahezu reinen Sinuskomponente von der Amplitude des Gleichstromes

Dabei sind die quantitativen Verhältnisse die folgenden: Die effektive Stromstärke ist im Verhältnis $\sqrt{3}:1$ größer als in demselben Kreise bei kurzgeschlossener Zelle. Das Umsetzungsverhältnis $U$ im Gleichstrom kann 81,65 % erreichen gegen 63,6 % beim Vorhandensein vom Ohmschen Widerstand allein. Man kann also durch Einschalten von passender Selbstinduktion in den Kreis eine bedeutende Steigerung der Gleichstromwirkung des Ventiles erreichen.

II. Es wurden Versuche mit Al-Ventilzellen und das Verhalten derselben mit Wechselstrom niederer Frequenz (50 Perioden in der Sekunde) mit den Ergebnissen der Theorie verglichen.

1. Es wurde die dynamische Charakteristik von Al-Zellen mit der Braunschen Röhre aufgenommen und es ergab sich, daß die Zellen sich kurz nach der Formierung wie fast vollkommene Ventile verhalten; sie verlieren aber nach einer von den Stromverhältnissen im Kreise und der Beschaffenheit der Zelle abhängigen kurzen Zeit diese Eigenschaft.

2. Die experimentellen Ergebnisse, sowohl bezüglich des Strom- und Spannungsverlaufes (untersucht mit der Braunschen Röhre) wie des quantitativen Verhaltens (Messung von $J_{\text{eff.}}$ und $J_g$) entsprechen, soweit sie an *frisch formierten* Zellen gemacht werden, der Theorie.

Bei längerem Betrieb und (auch beim Vorhandensein von Eisen in den Spulen) treten systematische Abweichungen auf.

Straßburg i. E., Juli 1911.

(Eingesandt 31. Dezember 1912.)

---

**J. Zenneck**, Das Verhalten von Aluminium-Ventilzellen, besonders bei Hochfrequenz. (Auszug aus der Originalabhandlung: Phys. Ztschr. **14**, 535, 1913.)

Die folgenden Beobachtungen beziehen sich auf Ventilzellen (Graetzsche Zellen), deren eine Elektrode aus Aluminium, deren andere aus Blei bestand und die als Flüssigkeit, wenn es nicht anders angegeben ist, eine 5 proz. Lösung von Ammoniumphosphat enthielten.

Wenn man solche Zellen in einen Wechselstromkreis einschaltet, so kann man 2 Stadien unterscheiden.

In dem 1. Stadium, dem „Formierungsstadium", geht eine anfänglich unformierte Zelle allmählich in jenen Zustand über, in dem sie den Strom in den beiden Richtungen mit ganz verschiedener Amplitude hindurchläßt. Es superponiert sich also zu dem Wechselstrom

eine Gleichstromkomponente $J_g = \int_0^1 J\,dt$, und das Verhältnis $J_g : J_{eff}$ ($J_{eff}$ = Effektivwert des durchgehenden Stromes) gibt ein gewisses Maß für die Ventilwirkung der Zelle. Dieses Verhältnis strebt mit der Zeit einem konstanten Wert zu. Wenn er erreicht ist, ist das Formierungsstadium zu Ende, die Zelle hat das 2. Stadium, das „stationäre Stadium", erreicht.

Der Wert des Verhältnisses $J_g : J_{eff}$ im stationären Stadium ist unabhängig von der Vorgeschichte der Zelle.

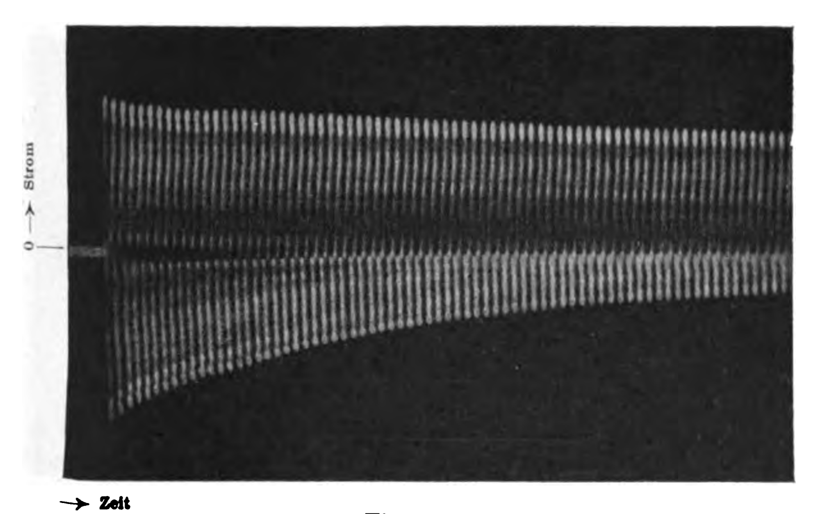



Fig. 1.

Er ist jedoch für eine bestimmte Zelle durchaus nicht stets derselbe, sondern er ist von den elektrischen Konstanten des Stromkreises abhängig. Eine Zelle kann sich also gegebenenfalls nach einem niedrigeren Wert von $J_g : J_{eff}$ hin formieren. Deshalb kann auch eine anfängliche Formierung mit Gleichstrom diesen Wert für einen bestimmten Fall nicht verbessern, sie kann ihn nur schneller herbeiführen.

Streng genommen ist auch der stationäre Zustand nicht ganz konstant, sondern es werden durch Umbildungen an den Elektroden sehr langsame Änderungen in der Drosselwirkung verursacht.

Für das Formierungsstadium ist bei vorgegebener Spannung und Frequenz von entscheidender Bedeutung die Stromdichte an der Aluminiumoberfläche. Je kleiner bei vorgegebenem Effektivwert

des Stromes die Oberfläche der Aluminiumelektrode ist, um so rascher erfolgt die Formierung.

Fig. 1 zeigt, mit welcher Geschwindigkeit sich eine ganz unbenutzte Zelle von 8,1 $cm^2$ Aluminiumoberfläche formiert; bei einer Zelle von 100 $cm^2$ Aluminiumoberfläche war in der gleichen Zeit bei Beschicken mit demselben effektiven Strome (4 Amp.) kaum eine Spur von Formierung erkennbar. Bei dieser Formierung sowie bei dem ersten Teil der folgenden Untersuchungen kam Wechselstrom von 50 Per./sec. zur Verwendung.

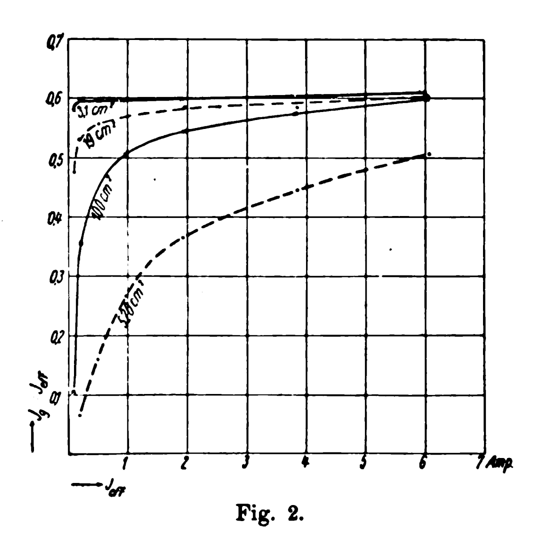



Fig. 2.

Auch für den stationären Zustand ist die Stromdichte von fundamentaler Bedeutung: je höher sie bei vorgegebener Spannung ist, um so höher ist der Wert von $J_g : J_{eff}$. Das gilt, gleichgültig, wie hoch die verwendete Spannung ist — vorausgesetzt, daß die Zelle bei derselben überhaupt noch Ventilwirkung zeigt — und gleichgültig, ob der Widerstand, der sich außer der Zelle noch im Kreise befindet, aus Ohmschem oder induktivem Widerstand besteht.

Die Werte, die sich bei Ohmschem Widerstand für verschiedene Zellen und verschiedene effektive Stromstärken ergaben, zeigt Fig. 2. Der Wert von $J_g : J_{eff}$ für ideale Doppelwirkung für einen Kreis mit nur Ohmschem Widerstand wäre $2/\pi = 0,637$. Man erreicht ihn trotz vollkommener Drosselung praktisch nicht, weil die Stromkurven nicht, wie angenommen, sinusförmig sind.

Für Kreise mit rein induktivem Widerstand beträgt der Idealwert des gen. Verhältnisses $\sqrt{\frac{2}{3}} = 0,816$. Die ideale Stromkurve hat in diesem Falle natürlich auch eine ganz andere Form, nämlich die einer ganz auf der einen Seite der Abszissenachse verlaufenden Sinuskurve. Man erhält hier experimentell nicht so übersichtliche Kurven wie die in Fig. 2, es kann vorkommen, daß eine Zelle von 20 cm² Oberfläche bei $J_{eff} = 0,273$ Amp. trotz mäßiger Ventilwirkung den sehr hohen Wert 0,659 für $J_g : J_{eff}$ erzielt (siehe Stromkurve in Fig. 3), während

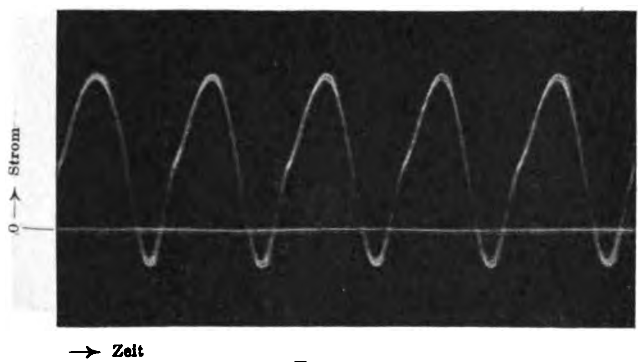



Fig. 3.

eine 3,1 cm²-Zelle bei $J_{eff} = 0,222$ trotz nahezu idealer Ventilwirkung (Stromkurve in Fig. 4) nur den Wert 0,616 erreichen kann. Die Erklärung für dieses Mißverhältnis ist, daß bei kleinen Zellen und großer Stromstärke der Ohmsche Widerstand der Zelle zu sehr hervortritt und den Wert $J_g : J_{eff}$ herunterdrückt. Man muß in diesen Fällen die Ventilwirkung nach dem Aussehen der Stromkurve beurteilen, nicht nach dem Wert von $J_g : J_{eff}$, dann tritt auch der Einfluß der Stromdichte ebenso scharf hervor, wie bei Kreisen mit Ohmschem Widerstand.

Jeder Strom in der Drosselrichtung hat eine Formierung, jeder Strom in der Durchlaßrichtung eine Entformierung zur Folge.

Der stationäre Zustand ist aufzufassen als ein Gleichgewichtszustand, dadurch bestimmt, daß die Entformierung durch den Strom in der Durchlaßrichtung gerade kompensiert wird durch die Formierung des Stromes in der Drosselrichtung. Bei dieser Auffassung ist es ohne weiteres verständlich, daß man im stationären Zustand stets einen Strom in der Drosselrichtung bekommen muß.

Durch sehr starke Ablenkung auf dem Schirm der Braunschen Röhre kann man auch bei bester Drosselwirkung immer einen Strom in der Drosselrichtung erkennen.

Daß der kleine Strom in der Drosselrichtung die Wirkung des sehr starken in der Durchlaßrichtung kompensieren kann, zeigt, daß wir es hier mit nichtumkehrbaren elektrolytischen Prozessen zu tun haben, bei denen scheinbar die Diffusion eine Rolle spielt. Sehr wahrscheinlich wird das dadurch, daß die Drosselung durch geringe Stromdichte und durch hohe Frequenz verschlechtert wird.

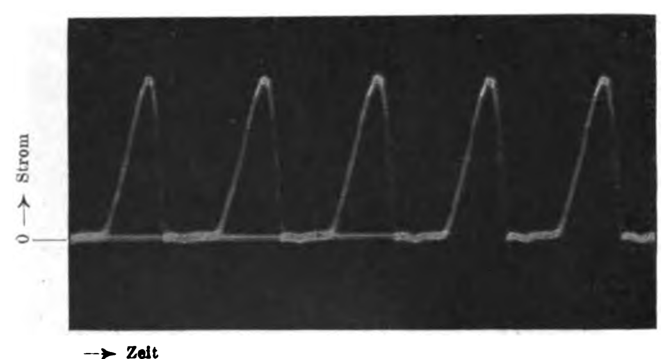



Fig. 4.

Bei Hochfrequenz (verwendet wurden 4000 Perioden und 10000 Perioden pro Sekunde) ist der Einfluß der Stromdichte so groß, daß man nur die kleinsten Zellen (3,1 $cm^2$ Al-Oberfläche) mit Erfolg benutzen kann.

Die Ergebnisse, die in Kreisen mit Ohmschem Widerstande erhalten wurden, sind in Fig. 5 gezeichnet. Man sieht, daß gute Ventilwirkung erreichbar ist, allerdings nur mit großer Stromdichte.

Versuche mit induktivem Widerstand gaben sehr ähnliche Werte, ebenso solche mit verschiedenen Elektrolyten.

Bekanntlich lassen sich Ventilzellen dazu verwenden, um die Frequenz eines Wechselstromes auf den doppelten Wert zu transformieren. Die Versuche, die mit einer Maschinenfrequenz von 4000 und 10000/sec ausgeführt wurden, zeigten, daß man auf diese Weise im Kondensatorkreis kräftige Schwingungen von der Frequenz 8000 bzw. 20000/sec erhalten kann.

Günstig hat sich eine Schaltung erwiesen, bei der über den Wechselstrom ein Gleichstrom in der Drosselrichtung überlagert wird.

Zu diesem Zweck werden Akkumulatoren *A* in die beiden Zweige eingeschaltet, so daß die ganze Anordnung das Aussehen von Fig. 6 bekommt. Bei einer ganz bestimmten Anzahl von Akkumulatoren ergab sich eine nicht unerhebliche Steigerung der Wirkung, obwohl der den

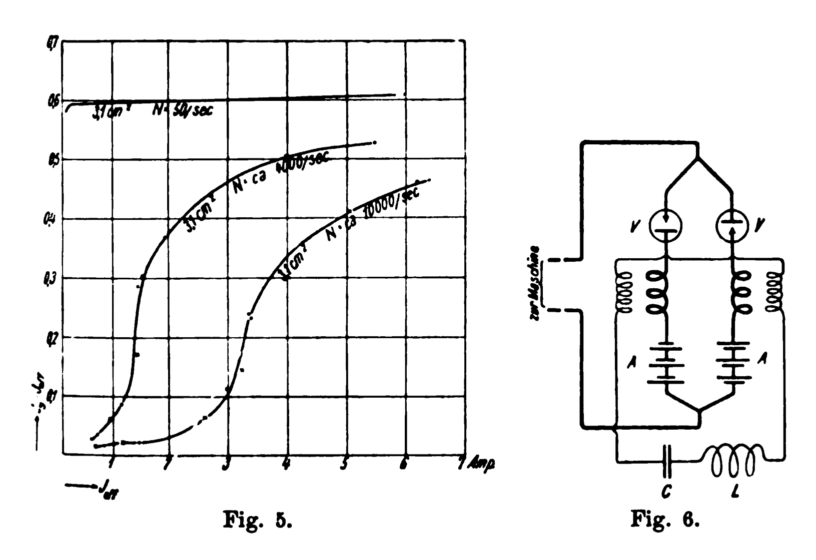


Fig. 5. Fig. 6.

Akkumulatoren entnommene Strom nur von der Größenordnung eines Milliampere war.

Ob es bei dieser Art der Transformation gelingen wird, trotz des verhältnismäßig großen Widerstandes der Zellen einen guten Wirkungsgrad zu erzielen, lassen die bisherigen Versuche noch nicht erkennen.

H. R.

(Eingesandt 15. August 1913.)

---

**Die Transformation eines Hochfrequenzstromes auf die dreifache Frequenz** von H. Rukop und J. Zenneck (Phys. Ztschr. **15**, 145, 1914).

Der eine der beiden Verfasser hat in einer vorläufigen Mitteilung in der Phys. Ztschr. **13**, 953, 1912 ein Verfahren angegeben, um einen Wechselstrom auf die dreifache Frequenz zu transformieren: Man schaltet parallel zu einem Lichtbogen, der unter Vorschaltung einer Drosselspule an die Wechselstrommaschine angeschlossen ist, einen

Kondensator und eine Selbstinduktion, welche so bemessen sind, daß der Wechselstrom von dreifacher Frequenz, welcher in diesem Nebenschlusse besteht, eine maximale Amplitude erhält. Die in der vorläufigen Mitteilung angekündigten Untersuchungen über den Wirkungsgrad dieser Methode sind in der im folgenden referierten Arbeit für eine primäre Frequenz von 4000 und 8000/sec besprochen. Es wurde der Einfluß der Lichtbogenatmosphäre, der Bogenlänge, der Speisestromstärke, der Kapazität und der Belastung des Schwingungskreises auf den Wirkungsgrad untersucht.

Unter Wirkungsgrad ist das Verhältnis der Leistung des Stromes von der Frequenz $3N$ zur gesamten von der Maschine an den Schwingungskreis abgegebenen Energie verstanden. Von der Leistung des im Schwingungskreise auftretenden Gesamtstromes, der außer dem transformierten Strome noch eine Komponente von der Maschinenfrequenz $N$ enthält, ist also die Leistung dieser letzteren abzuziehen.

Die von der Maschine dem Schwingungskreise und dem Lichtbogen zugeführte Leistung wurde gemessen mit einem Binantenelektrometer. Die Leistung des Schwingungskreises wurde bestimmt durch Messung seines wirksamen Widerstandes und des effektiven Stromes in demselben. Um diese Leistung in die Anteile zu zerlegen, welche der Frequenz $N$ und der Frequenz $3N$ entsprechen, mußte außerdem das Verhältnis der Stromamplitude von der Frequenz $N$ zu derjenigen von der Frequenz $3N$ durch einen Resonanzkreis bestimmt werden.

Bei den Versuchen brannte der Lichtbogen in einer wassergekühlten Kammer zwischen zwei Homogenkohlen von 20 mm Durchmesser.

Da die Vorversuche zeigten, daß beim eingeschlossenen Bogen, das heißt bei einem Bogen, der in der vorher mit Luft ausgespülten und dann abgeschlossenen Kammer brannte, die Schwingungen am stabilsten waren und die Stabilität des Bogens sich auf ein viel weiteres Gebiet von Speisestromstärke und Bogenlänge erstreckte, als bei den anderen benutzten Atmosphären (Wasserstoff, der entweder durch Schwefelsäure getrocknet oder durch Benzol oder Wasser geströmt war), so wurden die Versuche mit dem eingeschlossenen Bogen ausgeführt.

Für die Frequenz 4000/sec zeigte es sich zunächst, daß man bei Einschaltung von Ohmschem Widerstand in die Speiseleitung für eine bestimmte Belastung des Schwingungskreises einen maximalen Wirkungsgrad erhält und daß dieses Maximum des Wirkungsgrades um so größer wird, je größer die Kapazität im Schwingungskreis ist. Bei

den drei benutzten Schwingungskreisen waren die jeweiligen Kapazitäten 0,066, 0,12, 0,22 $\mu$F und die zugehörigen Wirkungsgrade bzw. 24,8, 27,3, 29,5 %. Die Benutzung von induktivem Widerstand in der Speiseleitung, die praktisch allein in Frage kommen kann, erwies sich insofern erheblich günstiger, als die Bogenlänge und Speisestromstärke in ein Gebiet höheren Wirkungsgrades getrieben werden konnte, in welchem bei Benutzung von Ohmschem Widerstand in der Speiseleitung der Bogen schon zu instabil war. Es konnte so der Wirkungsgrad auf 48,7 % erhöht werden. Es zeigte sich fernerhin, daß der Wirkungsgrad abnimmt mit Zunahme der Speisestromstärke und im allgemeinen auch mit Vergrößerung der Bogenlänge.

Die Versuche bei der Frequenz 8000/sec lieferten dasselbe Resultat hinsichtlich der Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Bogenlänge und Speisestromstärke. Ebenso ergab sich bei Benutzung von Ohmschem Widerstand wieder der größte Wirkungsgrad beim Schwingungskreis mit der größten Kapazität. Ein Unterschied gegen die entsprechenden Verhältnisse bei der Frequenz von 4000/sec zeigte sich bei induktivem Widerstand in der Speiseleitung. Bei den vier benutzten Schwingungskreisen waren die maximal erreichbaren Wirkungsgrade (ca. 38 %) wenig verschieden voneinander. Der Wirkungsgrad fiel aber mit Zunahme der Belastung um so weniger ab, je kleiner die Kapazität war. Die Belastung ließ sich beim Kreise mit der kleinsten Kapazität (0,033 $\mu$F) bis auf 80 Ohm steigern, ohne daß der Wirkungsgrad kleiner wurde; ebenso waren die Schwingungen bei diesem Kreise von seltener Konstanz. Die Verfasser vermuten den Grund dafür darin, daß in diesem Falle der Kreis gebildet aus Maschine, Speiseleitung, Kapazität und Selbstinduktion des Schwingungskreises nahezu in Resonanz ist mit der Maschinenfrequenz.

Die Versuche ergeben somit das bemerkenswerte Resultat, daß sich der Wirkungsgrad schon bei dieser einfachen Anordnung erheblich weiter steigern läßt, als bei dem mit Gleichstrom betriebenen Poulsen-Generator. Sie lassen aber ein Urteil über die praktische Bedeutung der Methode noch nicht zu, da die bei den Versuchen verwendeten Energiemengen sehr klein waren (ca. 50 Watt). Die Verfasser stellen Versuche mit sehr viel größeren Energiemengen unter Verwendung von magnetischem Gebläse und höheren Spannungen in Aussicht. E. W.

(Eingesandt 21. April 1914.)

**Über den störenden Einfluß des Zimmers bei Wellenlängen- und Dekrementsbestimmungen kurzer Hertzscher Wellen** von Martin Sjöström (Ann. d. Phys. **42**, 1531—60, 1913, Selbstreferat des Verfassers).

Zur absoluten Bestimmung der Wellenlänge und Dämpfung langer elektromagnetischer Wellen sind ganz befriedigende Methoden ausgearbeitet. Gilt es hingegen diese zwei den Oszillator charakterisierenden Konstanten experimentell zu bestimmen, falls die Wellen kurz (von der Größenordnung 1 m), so bieten sich mannigfaltige Schwierigkeiten dar.

Die Wellenlänge ($\lambda$) läßt sich vorteilhaft bestimmen durch Spiegelung der Welle auf einer großen, ebenen Metallfläche bei senkrechter Inzidenz und Abmessung der stehenden Welle mit einem abgestimmten Resonator. Auch hier können jedoch bisher wenig beachtete Störungen durch Reflexion an den begrenzenden Flächen des Raumes die Messungen völlig verändern. Eine große Menge älterer Untersuchungen werden durch solche Fehler entwertet.

Weit schwieriger ist die Dekrementsbestimmung ($\gamma$). Die bekannte Bjerknessche Methode scheint wohl zurzeit die genaueste zu sein.

Es ist jedoch schon längst bekannt, daß der Abstand ($O - R$) zwischen Oszillator ($O$) und Resonator ($R$) nicht zu klein sein darf, weil dann die beiden Schwingungskreise einander beeinflussen, so daß auch, wenn das Resonanzmaximum die richtige Lage hat, das Dekrement ganz fehlerhaft ausfällt. $O - R$ muß deshalb ziemlich groß sein. Dann werden aber bisher übersehene Fehlerquellen von allergrößtem Einfluß auf die Messungen.

Der $O$ war bei den hier referierten Versuchen stabförmig, betreffs der Konstruktion aber von der gewöhnlichen $O$-Form verschieden. Die Elektroden bestanden aus gerade abgeschliffenen Silberplatten durch Glimmerringe voneinander isoliert. Die Vorfunken hatten eine Länge von 1,15 mm, die mittlere Funkenstrecke, durch welche die Antennenschwingungen verlaufen, war 0,35 mm. $R$ war stabförmig, mit Termokreuz (Eisen-Konstantan) versehen, seine Länge konnte durch über die Antennen geschobene Messingröhren verändert werden. Ein Standardresonator machte es möglich, die Ausschläge des Galvanometers auf konstanter Strahlung zu reduzieren.

Eine Untersuchung über die Strahlungsfähigkeit des $O$ bei verschiedenen Gasen in den Funkenstrecken zeigte, daß bei diesen kurzen Funkenstrecken (Löschfunken) einige Gasmischungen den reinen Komponenten bei weitem vorzuziehen waren. Mit reiner $CO_2$ oder Leuchtgas wurde z. B. ein Ausschlag von nur 7 Sk.-T. erhalten, mit 60 $^0/_0$ Leucht-

gas und 40 % $CO_2$ aber 190 Sk.-T. $H_2$ allein ließ wohl recht kräftige Schwingungen entstehen, sie wurden aber weit intensiver und vor allem konstanter, wenn dem Wasserstoff Alkoholdampf beigemischt war. Diese Gasmischung wurde bei den folgenden Untersuchungen angewandt. Dieser Oszillator hat den Vorteil, daß die Funken schnell aufeinander folgen, wodurch die ausgestrahlte Energie groß wird, obgleich das Entladungspotential klein ist. Das Dekrement bleibt konstant und die Emission gleichförmig, denn infolge der niedrigen Funkenspannung werden die Elektroden sehr wenig abgenutzt.

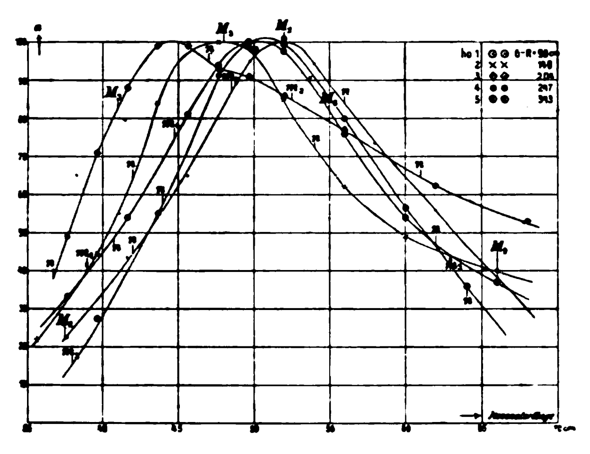


Fig. 1.
Resonanzkurven des 51,4-cm Oszillators.

Der Arbeitsraum war 10,10 m lang, 7,50 m breit und 3,77 m hoch. Die Querwände bestehen aus 50—60 cm dicken Ziegelmauern, die Längswände und die Decke (80 cm dick) aus Kieferbrettern mit Sägespänefüllung. Der Fußboden besteht aus einer Oberschicht aus Zement, der auf Beton mit senkrecht zur Längsrichtung des Raumes eingelegten Eisenbalken ruht.

Während der ersten Versuche wurde der 69 cm — $O$ ($\lambda = 140$ cm) und der ihm gegenüberstehende horizontale $R$ in 200,5 resp. 189 cm Höhe über dem Fußboden von zwei feingebauten Holzstativen getragen. Die Resonanzkurven, die in der Nähe von $O$ aufgenommen wurden, bestätigten die Beobachtungen von Conrat (Ann. Phys. **22**, S. 659, 1907), daß das Dekrement einen Maximalwert für $O - R =$ der Länge von $O$ hat, sie zeigten aber zugleich, daß diese $\gamma$-Erhöhung ihren Grund

in der Bildung gekoppelter Schwingungen hat. Die Kurven, die in größerem Abstand von $O$ aufgenommen wurden, gaben jedoch kein konstantes Dekrement, sie wurden immer deformierter. Wurden $O$ und $R$ dem Fußboden auf 1 m genähert, so wurde eine ganz anders gestaltete Resonanzkurve erhalten als vorher für denselben $O - R$. Versuche mit einem kürzeren $O (= 51{,}4$ cm, $\lambda = 110$ cm) zeigten noch größere Abweichungen (vgl. Fig. 1). Der Gedanke lag also nahe, daß die Störungen vom Fußboden herkamen, besonders von den Eisenbalken im Beton. Um zu untersuchen, wo diese Störungen besonders kräftig zum Vorschein kamen, wurde die Energieabnahme mit dem Abstand vom horizontalen $O$ auf dessen Mittellinie, in konstanter Höhe über dem Fußboden bestimmt. Die Energiekurven[1]) zeigten periodisch wiederkehrende Max. und Min. deren Lagen unter der Annahme sich berechnen ließen, daß mit der direkten Welle von $O$ die an Fußboden und Decke reflektierten Wellen interferieren. Irgend eine Einwirkung von den Eisenbalken war nicht zu konstatieren.

Wenn $O$ und $R$ vertikal sind, übernehmen die weit entfernten Wände die wichtigste Rolle als spiegelnde Flächen. Die Spiegelung von Fußboden und Decke ist von geringer Bedeutung, denn der Energiefluß in schräger Richtung von $O$ ist kleiner, der Reflexionskoeffizient in diesem Fall auch geringer. Vor den Wänden wurden jedoch schöne stehende Wellen abgemessen, die um ein Paar $\lambda$ ins Zimmer hereinragten. Eine besonders kräftige Strahlung von den elektrischen Leitungen, die den Wänden entlang liefen, auch wenn sie $\parallel R$ gingen, konnte nicht nachgewiesen werden, hierfür waren die Reflexionen der Wände zu stark. Es ist daher bei Arbeiten mit freien Hertzschen Wellen viel notwendiger, einen Arbeitsraum von großen Dimensionen zu haben als einen der völlig frei von allen Metallgegenständen ist.

Um die Deformationen der Resonanzkurve zu erklären, wurde angenommen, daß die Strahlung von $O$ und $R$ als spektral betrachtet werden kann.[2]) $R$ muß deshalb in die lebhaftesten Schwingungen geraten, wenn $O$ und $R$ ungefähr dieselben Hauptschwingungszahlen ($N$) haben (also abgestimmt sind). Wird dagegen durch die Reflexion der Welle an Fußboden und Decke $N$ z. B. abgeschwächt, eine Nebenschwingung ($n_1$) aber infolge derselben Reflexion verstärkt, so kann $R$ nicht länger maximale Stromstärke für $N$, sondern für eine $n$ in der

1) Vgl. M. Sjöström, Jahrb. 8, 241, 1914, Fig. 2.

2) Die theoret. und experim. Begründung dieser Annahme wird dargelegt.

Nähe von $n_1$ zeigen. In der Fig. 1 ist durch Striche angegeben, für welche Resonatorlängen der Phasenunterschied zwischen den direkten und reflektierten Nebenwellen $0, 2\pi \ldots$ $(m_1, m_2 \ldots)$; $\pi, 3\pi \ldots$ $(M_1, M_2 \ldots)$ und $\frac{\pi}{2}, 3\frac{\pi}{2} \ldots (n)$ ist. In der Tat gibt diese Betrachtungsweise auch im einzelnen eine befriedigende Erklärung der Deformationen der Resonanzkurven.

Diese Störungen bewirken, daß $\gamma$ (nach Bjerknes' Methode berechnet) bald zu groß, bald zu klein wird; es kann in verschiedener Höhe ($\alpha$) der Kurve leidlich konstant, trotzdem aber ganz falsch sein, was auch aus der nachstehenden Tabelle, wo verschiedene Kurventypen repräsentiert sind, zu ersehen ist.

| $O$ | Nr. | $O-R$ \ $\alpha$ | 90 | 80 | 70 | 60 | Bemerkungen |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 69 cm | 1 | 110 | 0,48 | 0,61 | 0,57 | 0,60 | *m* nahe bei *N* |
| | 2 | 140 | 0,60 | 0,57 | 0,57 | 0,58 | *m* weit von *N* |
| | 3 | 180 | 0,40 | 0,41 | 0,42 | 0,44 | *M* weit von *N* |
| | 4 | 190 | 0,54 | 0,51 | 0,50 | 0,52 | *M* nahe bei *N* |
| | 5 | 257 | 0,74 | 0,65 | 0,62 | 0,59 | *M* nahe bei *N* |
| | 6 | 309 | 0,37 | 0,45 | 0,52 | 0,57 | *M* weit von *N* |
| 51,4 cm | 1 | 98 | 0,62 | 0,63 | 0,61 | 0,63 | *m* weit von *N* |
| | 2 | 149 | 0,69 | 0,62 | 0,60 | 0,60 | *M* nahe bei *N* |
| | 3 | 204 | 0,85 | 0,97 | 0,94 | 1,09] | *m* nahe bei *N* |
| | 4 | 247 | 0,52 | 0,54 | 0,58 | 0,60 | *m* nahe bei *N* |
| | 5 | 343 | 0,59 | 0,585 | 0,58 | 0,57 | *M* nahe bei *N* |

In den erörterten Fehlerquellen ist eine mitwirkende Ursache dafür zu erblicken, daß die älteren $\gamma$-best. Hertzscher Wellen oft zweifellos fehlerhaft sind.

Sie beeinträchtigen auch die $\lambda$-best. nach der Hertzschen Methode mit abgestimmtem Resonator, denn ist das Resonanzmaximum infolge der Störungen etwas verschoben worden, was oft vorkommt (vgl. Fig. 1), wird wegen der multiplen Resonanz ein fehlerhafter Wert der Wellenlänge erhalten.

(Eingesandt 15. März 1914.)

Adresse des Autors: Fysika Institutionen Upsala,
Schweden.

# Mitteilungen aus der Praxis.

## Die Radiostation Eiffelturm (Paris).

Die ersten Versuche des Eiffelturmes mit drahtloser Telegraphie gehen auf das Jahr 1903 zurück. Die erzielte Reichweite betrug damals bald ca. 400 km bei 1—2 KW. Primärenergie (unterbrochener

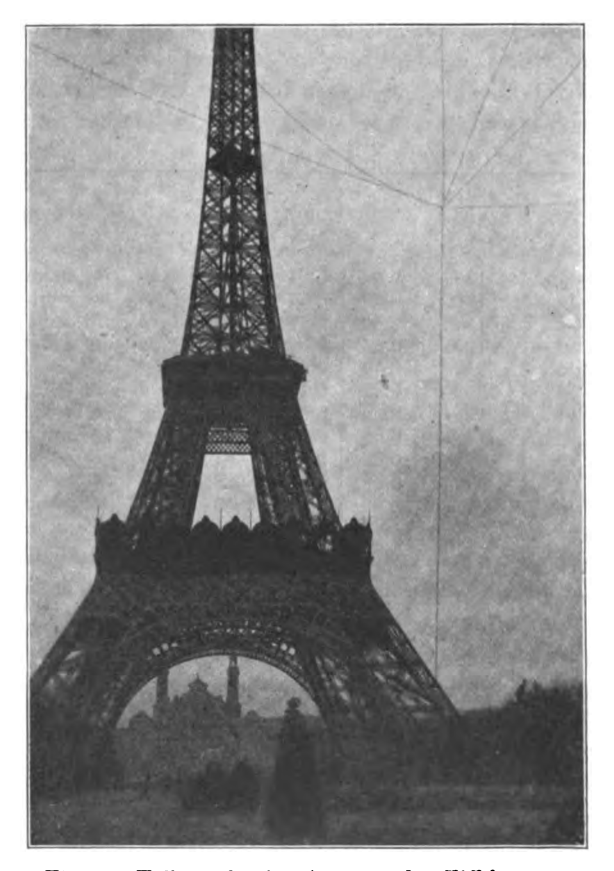


Fig. 1. Teilansicht der Antenne des Eiffelturmes.

Gleichstrom und Induktor). Als Antenne diente ein durch einen Fesselballon bis zur Höhe des Eiffelturmes hochgeführtes Kabel. Die Apparate waren in Holzbaracken auf dem Champ de Mars unter-

gebracht. Später wurde die Antenne vom Turm selbst getragen und bestand schließlich aus 6 Drähten.

Der Gleichstrom wurde in der Folge ersetzt durch Wechselstrom 42 Perioden aus dem Netz des „Secteur de la Rive Gauche". Die benutzte Antennenenergie betrug weniger als 7 KW. im Winter 1908, wann die damaligen Versuche mit dem Kreuzer Kléber (in Casablanca — 2100 km) beiderseits fast jede Nacht erfolgreich ausgeführt wurden.

Um die Station ihrer Bedeutung gemäß auszubauen, wurden schließlich unter dem Champ de Mars große unterirdische Räumlichkeiten in einer Ausdehnung von 200 m ausgeführt; oberirdische Bauten

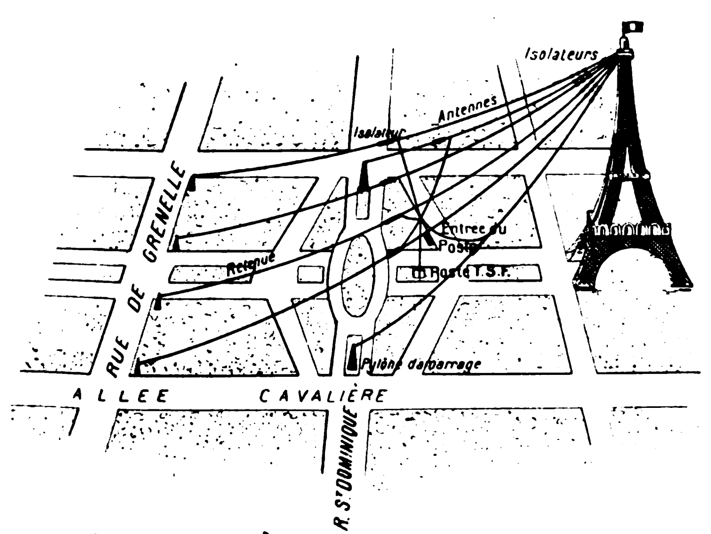



Fig. 1a. Perspektivische Ansicht der Antenne.

wurden von der Verwaltung der Stadt Paris nicht genehmigt und zwar aus ästhetischen Gesichtspunkten, um die Perspektivlinie Trocadero—École Militaire nicht zu beeinflussen.

Diese Untergrundbauten wurden im Jahre 1909 beendet, und gleichzeitig die Antennenergie auf 10 KW. erhöht. Aus der dann folgenden Versuchsperiode stammen auch die ersten wichtigen Arbeiten zur Benutzung der Radiotelegraphie für einen Zeitsignaldienst, Vergleichung von zeitmessenden Instrumenten und für die Bastimmung geographischer Längenunterschiede.

Infolge einer Überschwemmung im Januar 1910 trat eine Störung

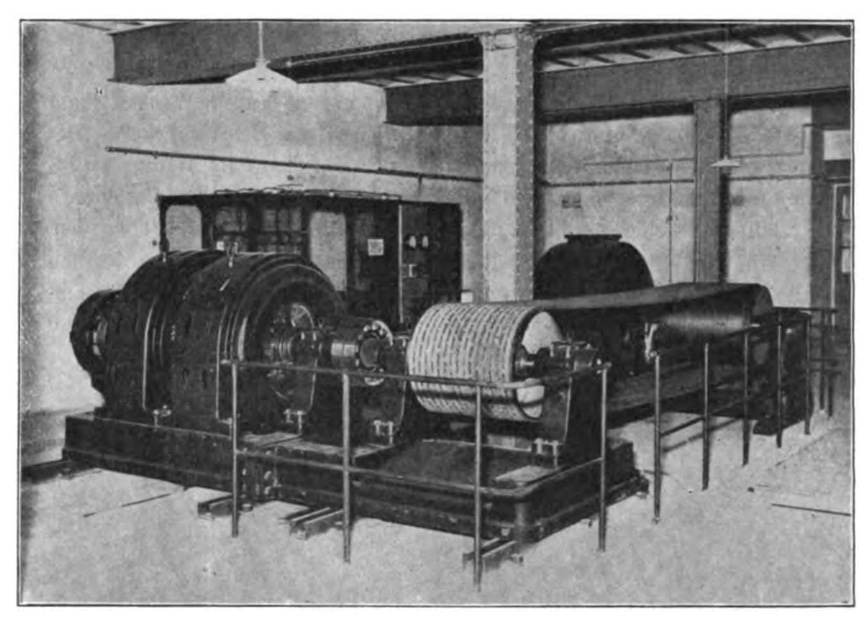


Fig. 2. Generator 42 Perioden und im Hintergrund Elektromotor 400 PS (Thomson-Houston) angetrieben durch Drehstrom 5000 Volt aus der Zentrale d'Issy les-Moulineaux.

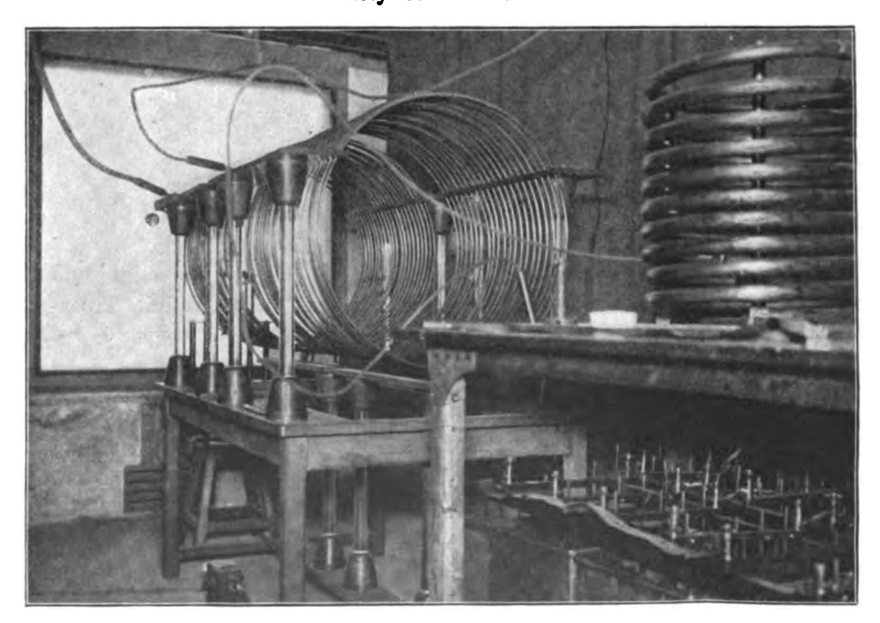


Fig. 3. Selbstinduktionsspule der Antenne und kleine Station von 10 KW.

der Arbeiten an, so daß die Inauguration des täglichen offiziellen Zeitsignaldienstes erst Mitte 1910 stattfand.

Die Antennenenergie wurde weiter auf 35 KW. und schließlich

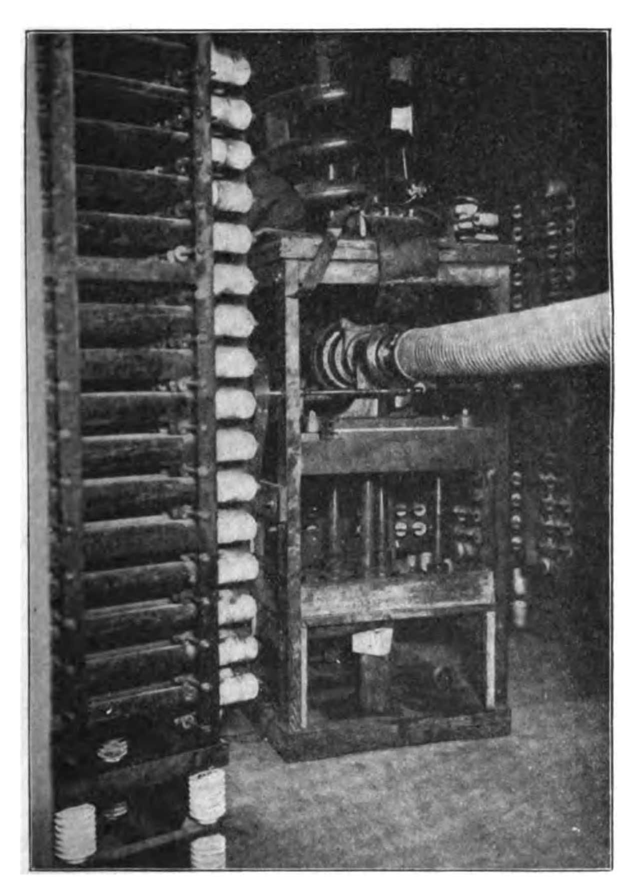


Fig. 4. Kondensatoren-Batterie und Ventilatoranlage.

auf die heute noch benutzten 50 KW. erhöht. Der primäre Speisestrom ist Wechselstrom 42 Perioden.

Als weitere Neuanlagen kamen im Jahre 1911 eine 10 KW.-Anlage für „tönende Funken" hinzu und eine ebensolche von 100 KW. für Versuchszwecke, die Ende 1913 fertig wurde. Der erforderliche primäre Generator wird jetzt durch einen Elektromotor (im Netz der

Bahn des Champ de Mars) angetrieben, später durch einen selbstständigen Dieselmotor.

Für den **Zeitsignaldienst** ist die Anlage mit **seltenen Funken** in Betrieb, da sich erwiesen hat, daß mit ihnen eine größere Präzision zu erzielen ist als mit tönenden Funken, besonders da an verschiedenen Fernstationen die Zeichen auch durch Galvanometer photographisch registriert werden.

Als Funkenstrecke ist eine ventilierte Serienfunkenstrecke be-

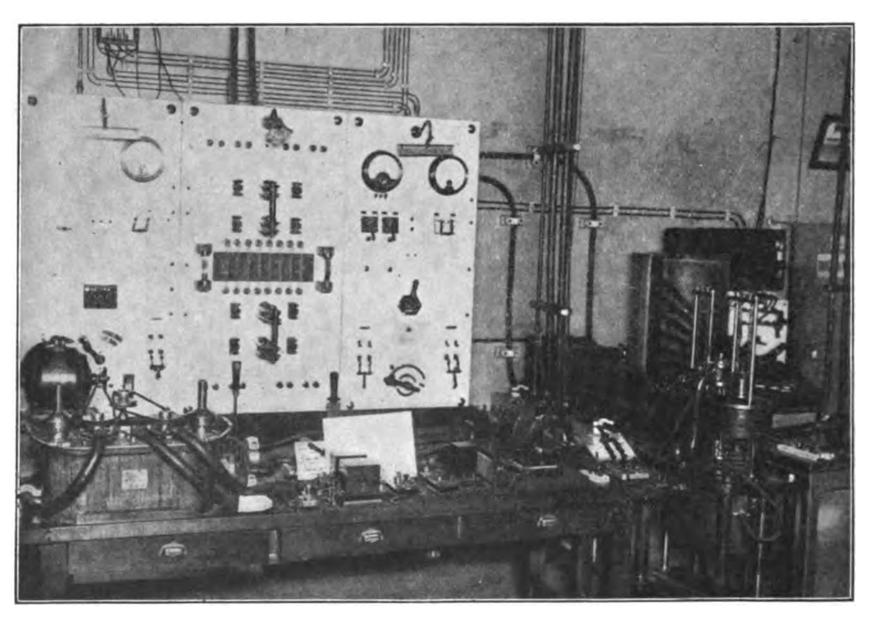


Fig. 5. Telegraphierraum der 50 KW.-Anlage mit seltenen Funken.

sonderer Konstruktion im Betrieb. Der Luftstrom wird durch einen Ventilator geliefert, der von einem 3 PS.-Repulsionsmotor angetrieben wird.

Die im Schwingungskreis benutzte Gesamtkapazität der aus 896 Flaschen Type Moscicki gebildeten Kondensatoren beträgt 0,7 Mikrofarad; ihre Ladung geschieht durch einen Resonanzkreis, und man hat alle 2 Perioden eine Funkenentladung, also 21 Funken per Sekunde. Die transformierte Spannung beträgt 70000 Volt. Die Stromintensität am Fuße der Antenne für die Grundwelle (2200 m) schwankt zwischen 43—45 Amp. Die Kapazität der Antenne ist

0,007 MF. und das Dekrement der ausgehenden Wellen 0,11—0,12.

Um scharfe Telegraphierzeichen, besonders Punkte von bestimmter Dauer, trotz der großen Stromstärken zu erzielen, wird ein von Kommandant Ferrié angegebener Quecksilber-Relaistaster[1]) benutzt (s. Fig. 5 links auf dem Tisch).

Die normale Welle ca. 2200 m (jetzige Zeitsignalwelle, die demnächst gemäß internationaler Vereinbarung auf 2500 m vergrößert wird, kann neuerdings bis auf 3500 m verlängert werden.

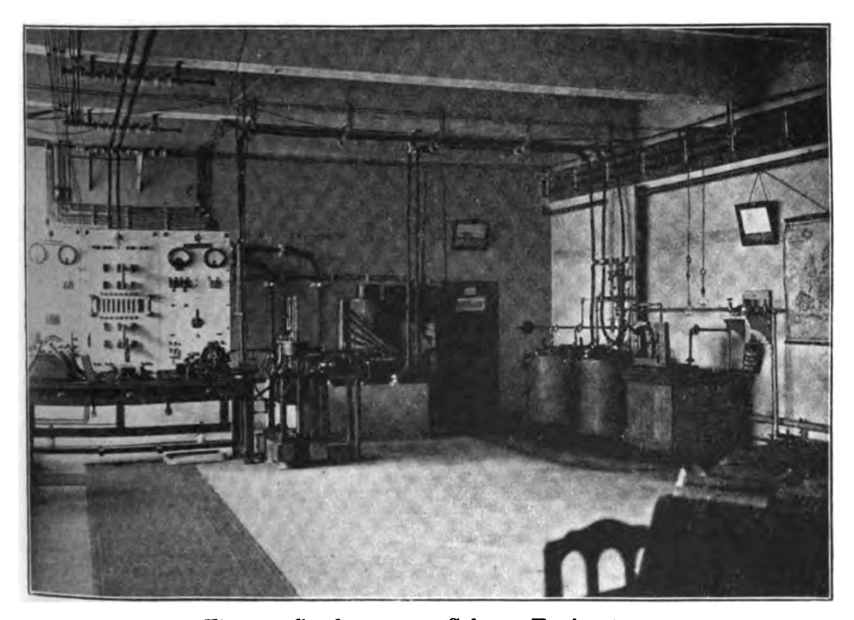


Fig. 6. Senderraum. (Seltene Funken.)

Die Reichweite bei günstiger Witterung, und besonders im Winter, beträgt in der Nacht ca. 5000 km, bei Tage ca. 3000 km im Verkehr mit Schiffen. Die amerikanische Station Arlington hört, während der Nacht und bei Abwesenheit atmosphärischer Störungen, die Eiffelturmzeichen gut, also über eine Entfernung von 6200 km.

Bei der 10 KW.-Anlage für tönende Funken[2]) beträgt bei

1) Ausführliche Beschreibungen in der Ztschr. T. S. F. 2, Nr. 1 u. 2 vom 31. Jan. und 28. Febr. 1914.

2) Primär wird ein Resonanz-Alternator System Béthenod für 500 Perioden (Leistung 90 Amp. bei 250 Volt) benutzt. Umdrehungszahl bis

der 2200 m-Welle die Stromstärke in der Antenne 25 Ampères. Funkenstrecke von der gleichen Type wie vorher angedeutet.

Für eine größere, 100—120 KW., Anlage mit tönenden Funken kommt primär 1000-periodiger Wechselstrom zur Anwendung (Alter-

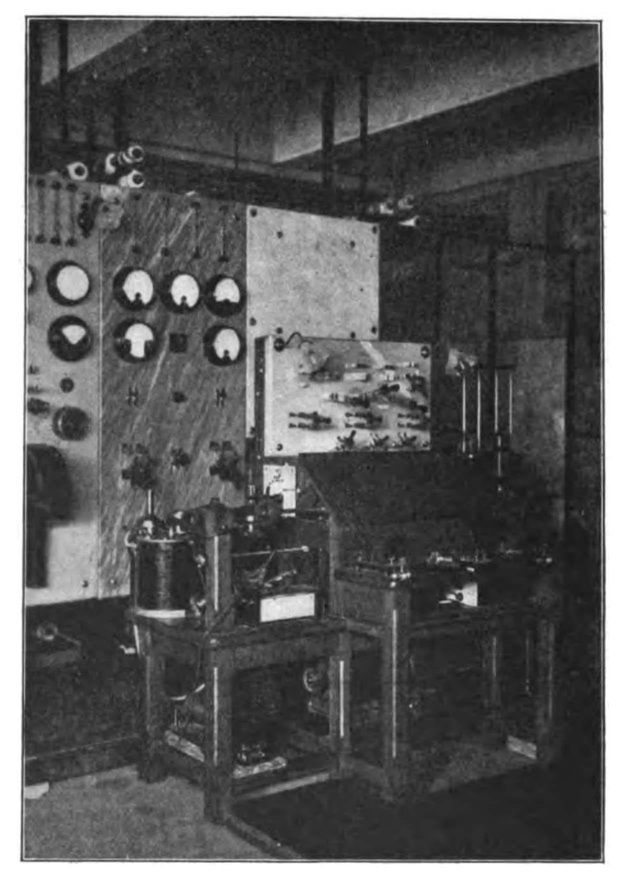


Fig. 7. Neue 150 KW-Installation für tönende Funken.

nator System Béthenod der Société Francaise Radio-Electrique. 500 Volt. 600 Amp.). Der primäre Schwingungskreis wurde unverändert ge-

2450 pro Minute. Antrieb direkt durch Einphasenmotor 220 Volt 42 Perioden. Kapazität der Kondensatorenbatterie 0,4 M.F.

lassen, aber die Funkenstrecke abgeändert (Versuche mit neuen Typen der letzteren sind noch im Gange).

Unter Anwendung des bekannten Prinzips des Resonanztransformators wird die Funkenzahl auf ungefähr 500 oder 660 eingestellt. Um Lichtbogenbildung in den Funkenstrecken zu vermeiden und genügende Kühlung zu erzielen, wurde die Ventilationsanlage verstärkt. Ferner läßt man die eine Elektrode rotieren (3 Umdrehungen per Sekunde), um den Funken an immer anderen Stellen übergehen zu

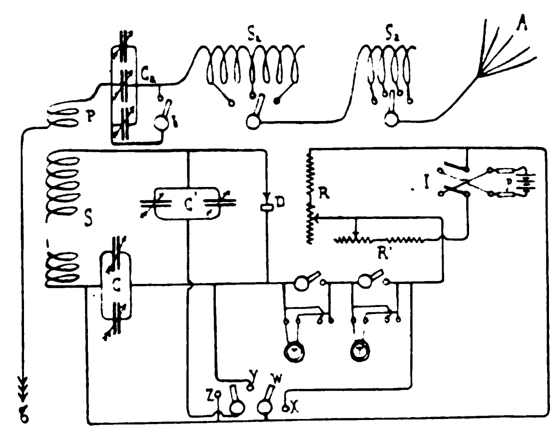


Fig. 8. Empfangsschaltung.

lassen. Auf diese Weise wird ein sicherer Betrieb und ein guter, wenn auch nicht ganz reiner Ton erzielt. Die Stromintensität in den Antennen beträgt bei der 2200 m-Welle von 80—85 Amp.; sie ist beträchtlich größer bei längeren Wellen, z. B. 95 Amp. für die 3500 m-Welle.

Es wird für gewöhnlich keine eigentliche „Stoßerregung" angewendet. Bezüglich der Reichweite der tönenden Emissionen lassen sich augenblicklich noch keine bestimmten Angaben machen; es scheint, daß sie etwa ein Viertel größer ist als bei den seltenen Funken.

Die Eiffelturmstation dient ausschließlich militärischen, wissenschaftlichen und allgemeinen Interessen unter Ausschluß jeden kommerziellen Verkehrs. Allgemeinen Interessen dienen augenblicklich:

Der gewöhnliche Zeitsignaldienst (2 mal in 24 Stunden),
Der wissenschaftliche „ (1 mal in 24 Stunden),
Spezialdienst für geographische Längenbestimmungen,

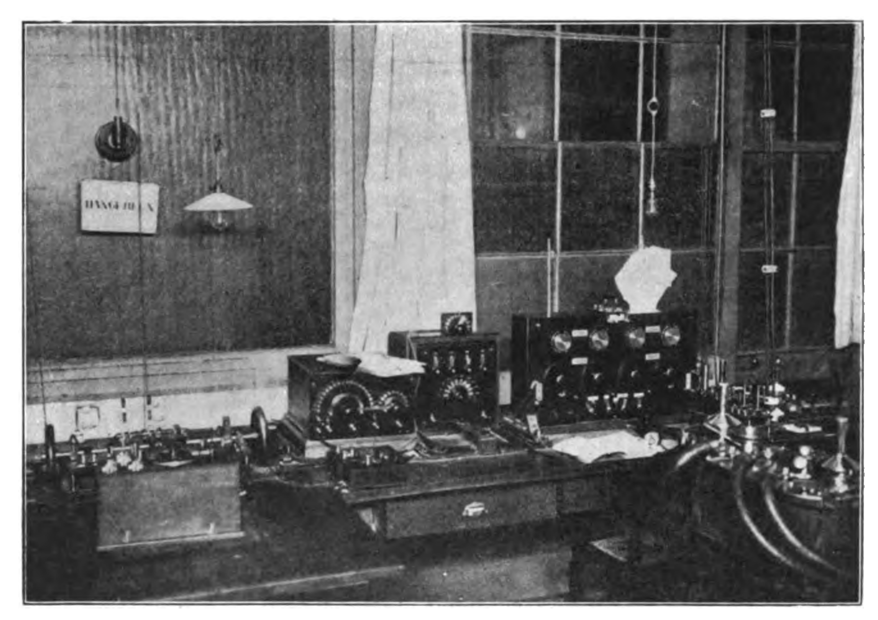


Fig. 9. Empfängerraum.

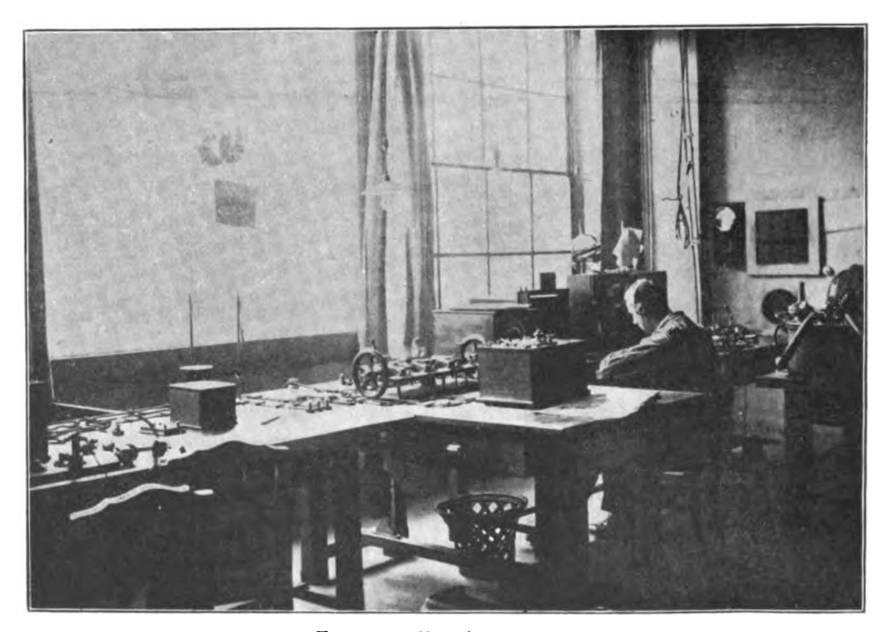


Fig. 10. Empfängerraum.

Meteorologische Bulletins (2mal in 24 Stunden),
Zeichen zu Meßzwecken, um die Intensitätsschwankungen zu verschiedenen Jahreszeiten an Empfangsstationen studieren zu lassen.

In kurzem schließen sich noch folgende Emmissionen an:

„Dringende Mitteilungen an Seefahrer“, um schwerwiegende Ereignisse, welche die Schiffahrt an den französischen Küsten interessieren, zu signalisieren, wie: Verlöschen von Leuchttürmen und Feuerschiffen, Wracks in den frequentiertesten Verkehrsstraßen etc.
Voraussagungen über den Meereszustand an den Küsten von Marokko.
Eventuelle seismologische Benachrichtigungen.

Die Eiffelturmstation wurde ausschließlich von der französischen Militärbehörde entworfen und installiert und wird von ihr bedient; sie hat auch, abgesehen von den gewöhnlichen elektrischen Maschinen, fast die Gesamtheit aller Maschinen und drahtlosen Apparate durch ihre Genieoffiziere berechnen, entwerfen und in betriebsfertigen Zustand setzen lassen, zum Teil sogar in ihren eigenen Werkstätten. Entsprechend militärischen Zwecken wurde alles aus robustem Material und einfach zu bedienen hergestellt. Im übrigen ist die Mitwirkung der beiden französischen Gesellschaften für drahtlose Telegraphie: La Compagnie Générale de Radiotélégraphie und La Société Française Radio-Electrique lobend zu bemerken.

Die Leitung der Station Eiffelturm von den ersten Versuchen bis heute, sowie der Studien und Installationen lag und liegt in den Händen vom Lieutnant Colonel Ferrié.

Die Konstruktion der Souterrainräume und Einrichtungen wurden vom Commandant Becq ausgeführt.

Die beistehenden Illustrationen Fig. 1—10 mögen zur deutlicheren Veranschaulichung der äußeren und inneren Einrichtungen der Eiffelturmstation dienen, die durch unterirdische Kabel und Relais mit Kontakt-Pendeluhren auf dem Astronomischen Observatorium in Verbindung steht.

E.

(Eingesandt 25. Juni 1914.)



# Detektoren.

## Die Wirkungsweise des Kontaktdetektors.

Von **R. Rinkel.**

Über die Wirkungsweise der Kontaktdetektoren liegen viele verdienstvolle Arbeiten vor, die jedoch, soweit ich übersehen kann, zu keinem einheitlichen Schlusse kommen. Während die einen Forscher annehmen, daß der Gleichstrom dadurch zustande kommt, daß der Widerstand des Detektors für Wechselstrom in den beiden Stromrichtungen verschieden groß ist, wodurch der Strom der einen Richtung überwiegt — Gleichrichterwirkung —, behaupten die anderen Autoren das Vorliegen einer elektromotorischen Kraft, die im Detektor durch die elektrischen Schwingungen oder Wechselströme erzeugt wird, die dann ihrerseits den Gleichstrom hervorruft. Die Frage hat nicht nur rein wissenschaftliches Interesse, eine wirkliche Aufklärung könnte vielmehr auch von praktischer Bedeutung sein, wenn sie über den Wirkungsgrad des Detektors und damit über die Höhe der empfangenen Energie Aufschluß gibt.

Einen der empfindlichsten Kontaktdetektoren, den Perikondetektor, Rotzinkerz-Kupferkies, habe ich einer eingehenden Untersuchung unterworfen und bin zu dem zweifellosen Schluß gelangt, daß diese Wirkung auf der Erzeugung einer elektromotorischen Kraft beruht, vermutlich einer thermoelektrischen. Der Gang der Untersuchung ist verhältnismäßig einfach und beruht auf ziemlich elementaren Überlegungen, erfordert aber sehr genaues Arbeiten.

Wir fassen hier zunächst in einer kurzen Übersicht die Grundgedanken und die Ergebnisse zusammen. Bekanntlich fließt im Perikondetektor der Gleichstrom, der von den Wechselstromklemmen $AB$ eines Schwingungskreises her durch den Detektor erzeugt wird, immer in der Richtung $J_2$ (Fig. 1) vom Kupferkies ($K$) zum Rotzinkerz ($R_z$) innerhalb des Detektors. Wenn nun hierbei der letztere überwiegend als gleichrichtender Widerstand wirkte, dann müßte unter allen Umständen das Gleichstrompotential an $K$ höher als an $R_z$ sein; wenn dagegen der Detektor überwiegend als Erzeuger einer E.M.K. wirkt, dann muß das Gleichstrompotential an $R_z$ höher als an $K$ sein, d. h. $R_z$ muß gegen $K$ positiv sein. Und wenn schließlich nur eine E.M.K.-Wirkung vorliegt, dann muß die am Detektor gemessene Klemmenspannung

$E_D = J_2 R$ sein, wobei $J_2$ der Gleichstrom und $R$ der Ohmsche Widerstand des Kreises außerhalb des Detektors ist. Denn hieraus geht hervor, daß die Klemmenspannung $E_D$ genügt, um den Strom $J_2$ durch den ganzen äußeren Kreis zu treiben. Die Untersuchung erstreckt sich daher in der Hauptsache auf eine Messung der Stromstärken $J_2$ und der Klemmenspannungen $E_D$ am Detektor unter ver-

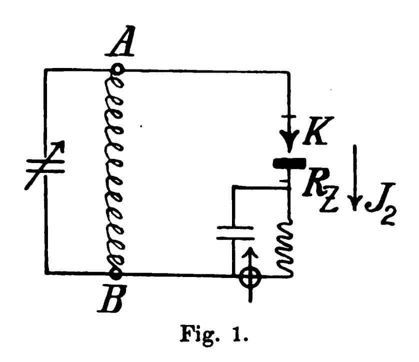



Fig. 1.

schiedenen Bedingungen. Das Schlußergebnis ist: Unter allen Umständen trifft die Gleichung zu

$$E_D = J_2 R$$

wobei $R_z$ immer positiv, $K$ negativ ist, sowohl für den Fall, daß den Klemmen $AB$ Wechselstrom von 50 Perioden, wie dafür, daß ihnen Hochfrequenzschwingungen durch lose induktive Koppelung mit einem Telefunken-Wellenmesser zugeführt wurden. Dies Gesetz traf in dem ganzen Bereich der Untersuchung zu, von $J_2 = 0{,}127$ bis 115 Mikroamp., wobei $E_D$ sich von 0,165 bis 33 Millivolt ergab. (Versuche Nr. 1—32.) Weiterzugehen verbot die Rücksicht auf die Beibehaltung der unveränderten Eigenschaften des Detektors, aber die angegebenen Meßgrenzen decken vollkommen den Bereich der wirklichen Anwendung.

Nachdem die Messungen sowohl mit Wechselstrom von 50 Perioden wie mit Hochfrequenz zweifelsfrei ergeben hatten, daß im Detektor eine Gleichstrom-E.M.K. entwickelt wird, die ganz allein die Ursache des Gleichstromes ist, lag es nahe, ihre Größe auf Grund der bekannten Tatsache zu bestimmen, daß ein durch eine äußere Gleichstromquelle durch den Detektor geschickter Strom innerhalb desselben bei gleicher Klemmenspannung stärker vom Kupferkies zum Rotzinkerz fließt wie umgekehrt. Eine Meßreihe wurde mit demselben Detektor gemacht, für den auch die Wechselstrommessungen gelten. Ein Ver-

gleich der beiderseitigen Messungen muß also eine weitere Kontrolle der Richtigkeit unserer Auffassung ergeben; wenn nämlich ein in den Detektor geschickter Gleichstrom bestimmter Größe eine ebenso hohe E.M.K. hervorruft, wie die gleich große Summe aus hineingeschicktem Wechselstrom + erzeugtem Gleichstrom, dann ist ein Zweifel wohl nicht mehr erlaubt. Man muß hierbei aber beachten, daß sogar erhebliche Unterschiede ohne weiteres dadurch ihre Erklärung finden, daß ein Detektor natürlich gegen eine so dauernde Mißhandlung, wie sie in dem Durchsenden verhältnismäßig großer Ströme bei den Messungen besteht, nicht ohne Veränderung seines Zustandes erträgt. Vor allem wird er seinen Widerstand und seine E.M.K. ändern. Eine gewisse Kontrolle darüber wurde wiederholt in der Weise ausgeführt, daß zwischendurch der Galvanometerausschlag bei Empfang mit konstanter Koppelung unter genau gleichen Verhältnissen geprüft wurde. Innerhalb der Grenzen von 10 bis 15 % blieb er konstant, was als hinreichend befriedigend anzusehen ist.

Wenn also die aus den Gleichstrom- und Wechselstrommessungen erhaltenen Werte der E.M.K. nur einigermaßen übereinstimmen, wird man darin eine erneute Bestätigung unserer Auffassung finden dürfen. Wir werden sehen, daß die Linien der E.M.K. nicht nur in der Größenordnung übereinstimmen, daß sie nicht nur einen ganz gleichartigen Verlauf zeigen, sondern auch sehr nahe beieinander, zum Teil sich sogar deckend, verlaufen, daß sie fast durchweg identisch sind.

Mit diesen Ergebnissen erscheint mir die Frage einwandfrei zugunsten der E.M.K.-Wirkung entschieden. Dieses Ergebnis widerspricht den Versuchen von Tissot[1]), deckt sich aber mit denen von Eccles[2]), der folgert, daß alle von ihm geprüften Detektoren im Grunde auf Thermowirkung beruhen. Man müsse nur die zugeführten Energiemengen klein genug halten, so wie sie in der Funkentelegraphie auftreten. Er gibt im allgemeinen eine lineare Zunahme der vom Detektor gelieferten Gleichstromenergie mit der zugeführten Energie an. Wir werden sehen, daß dies nur angenähert für einen gewissen Meßbereich zutrifft.

Wir gehen nun im einzelnen auf unsere Messungen ein.

Methode (Fig 2). Den Klemmen *A B* eines glatten Schleifdrahtes von 1 m Länge wurde 50 period. Wechselstrom zugeführt; die Spannung an den Enden des genügend gleichmäßigen Schleifdrahtes wurde durch ein

1) Zenneck, Lehrbuch d. drahtl. Telegraphie, II. Aufl., S. 338.
2) Philos. Magazine 1910, S. 533 ff.

Hitzdrahtvoltmeter von 1 Volt Skalenbereich gemessen und genau auf 0,5 Volt gehalten; durch den Schleifkontakt konnte von dem Drahte eine Spannung an den Enden von minimal 1 cm, d. i. also 0,005 Volt hinreichend genau abgegriffen werden; es wurde aber als kleinste Spannung 0,01 Volt eingestellt. Da der Schleifdraht rund 3 Ohm Widerstand besaß, gingen etwa 0,17 Amp. Wechselstrom hindurch. Durch den Detektorkreis wurden hiervon rechnungsgemäß maximal nur etwa 200 Mikroampere, d. i. 0,12 % des Hauptstromes abgezweigt; man

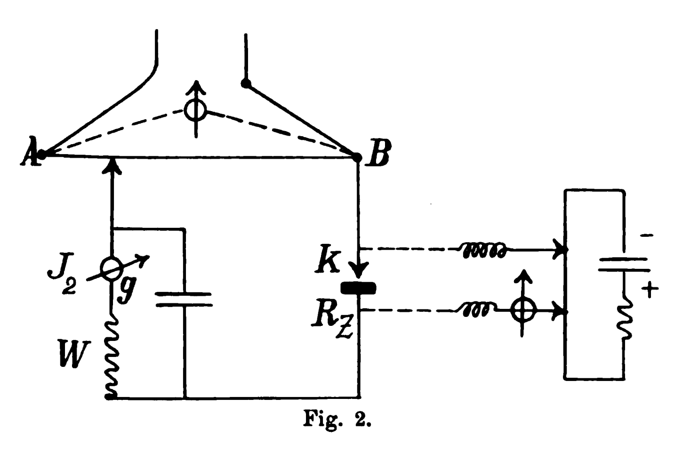



Fig. 2.

kann daher die Wechselspannung am Detektorkreis für jede Einstellung am Schleifdraht unabhängig von dem Widerstand des Detektorkreises als konstant ansehen und sie als entsprechenden Bruchteil der ganzen Schleifdrahtspannung von 0,5 Volt konstanter Höhe setzen. Im Detektorkreis liegt das Spiegelgalvanometer $g$ (Siemens & Halske, $1^0 = 1{,}456 \cdot 10^{-9}$ Amp. in empfindlichster Stellung) in Reihe mit einem regelbaren Widerstand $w$, parallel zu beiden der Kondensator von 20 mi, um die Wechselströme vom Galvanometer und dem Widerstand fernzuhalten. Am Detektor wurde ein Kompensationsapparat angeschlossen unter Zwischenschaltung von Drosselspulen, die den Wechselströmen keinen Durchgang gestatten. Als Kompensator wurde der sehr bequem zu handhabende Apparat nach Franke von den Land- und Seekabelwerken Nippes benutzt, der in Verbindung mit dem zweiten Spiegelgalvanometer (Hartmann & Braun, $1^0 = 10^{-7}$ Amp.) eine Spannung von $10^{-5}$ Volt bequem abzulesen gestattete. Die Einstellung des Kompensators auf konstante Stromstärke wurde am Schluß jeder Meßreihe kontrolliert und erwies sich auf 1 ‰ genau.

Für die Messungen mit Hochfrequenzströmen wurde der Detektorkreis direkt an die Selbstinduktion eines Empfangskreises gelegt, an Stelle des Widerstandes $w$ trat ein 600 Ohm-Telephon von Mix & Genest, parallel zu Telephon und Galvanometer lag ein genügend großer Kondensator. Die Kompensatorschaltung blieb unverändert. Der hierbei benutzte Detektor der Perikontype war indes ein anderer als der bei den 50periodigen Strommessungen. Die Empfindlichkeit war derart, daß im Telephon noch mit rd. 0,7 Mikroampere ($7 \cdot 10^{-7}$) gehört werden konnte. Das Geben erfolgte durch Telefunken-Wellenmesser mit $\lambda = 2750$ m, worauf der Empfangskreis abgestimmt wurde; durch Variierung der Koppelung wurde die Detektorspannung und damit der Galvanometerstrom $J_2$ in weiten Grenzen verändert.

Tabelle 1 gibt zunächst eine Meßreihe mit Hochfrequenzströmen wieder. $E_D$ ist die mit Kompensator gemessene Detektorspannung, $R_z$ durchweg positiv, $J_2$ der erhaltene Gleichstrom. Spannungen sind im folgenden durchweg, soweit nichts Besonderes bemerkt wird, in Millivolt ($10^{-3}$), Ströme in Mikroampere ($10^{-6}$), Widerstände in Ohm angegeben. Die Werte $R$ wurden mit Wheatstonebrücke ermittelt; aus $E_D : J_2$ ergibt sich ein Wert $R'$, der in Vergleich zu $R$ zu setzen ist. Aus der Differenz zwischen beiden kann man auf die Größe der Abweichung von dem behaupteten Verhalten des Detektors als Erzeuger einer Gleichstromkraft schließen.

Tabelle 1.

| Nr. | $E_D(10^{-3})$ | $J_2(10^{-6})$ | $R$ | $R'$ | $\frac{R'-R}{R}$ % |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 3,02 | 3,06 | 942 | 988 | im Mittel |
| 2 | 6,9 | 7,1 | 942 | 974 | von Nr. 1—5 |
| 3 | 10,6 | 11,35 | 942 | 935 | 3,7 % |
| 4 | 18,8 | 18,9 | 942 | 996 | |
| 5 | 24,7 | 24,9 | 942 | 992 | |
| 6 | 33,0 | 46,6 | 672 | 710 | 5,65 % |
| 7 | 1,65 | 1,75 | 940 | 943 | im Mittel |
| 8 | 4,59 | 4,87 | 940 | 943 | von Nr. 7—12 |
| 9 | 8,56 | 9,2 | 940 | 930 | 0,33 % |
| 10 | 13,12 | 13,87 | 940 | 946 | |
| 11 | 15,3 | 16,15 | 940 | 948 | |
| 12 | 20,88 | 22,05 | 940 | 948 | |

Die Messungen Nr. 1—6 und Nr. 7—12 erfolgten an demselben Detektor aber an verschiedenen Tagen; bei Nr. 7—12 wurde der Kontakt verbessert und noch sorgfältiger am Kompensator eingestellt. Es

ist das im vorliegenden Fall eine sehr mühsame Arbeit, da der Summer am gebenden Wellenmesser sehr schwer zum so exakten Arbeiten zu bringen ist, daß sich im Empfänger Konstanz der Energie ergibt. Man muß daher für genaue Messungen so lange am Kondensator einstellen, bis der Nullausschlag im zugehörigen Galvanometer mit ruhiger Lage des Galvanometerausschlages $J_2$ zusammentrifft, zumal auch jede Fehlerstellung des Kompensators das Galvanometer $J_2$ erheblich beeinflußt. Unter Berücksichtigung dieser Schwierigkeiten wird man sagen dürfen, daß die Übereinstimmung von $R$ mit $R'$ eine durchaus befriedigende ist, besonders auf Grund der Messungen Nr. 6—12, und daß für Hochfrequenz damit bewiesen ist, daß der Detektor eine Gleichstrom-E.M.K. entwickelt, die eine Klemmenspannung $E_D$ mit Rotzinkerz als positiver Elektrode erzeugt von einer Höhe, daß genau das Ohmsche Gesetz für den äußeren Kreis gilt. Von dem äußeren Widerstande $R$ entfielen 40 Ohm auf die Selbstinduktion des Empfängers, 300 bzw. 30 Ohm auf das Galvanometer, 600 Ohm auf das Telephon. Durch letzteres konnte dabei gleichzeitig das Arbeiten qualitativ kontrolliert werden. Unreiner Ton fiel mit Schwankungen im Galvanometer zusammen, großer Strom $J_2$ mit großer Lautstärke.

Die Hochspannungsströme selbst konnten nicht gemessen werden, da dafür kein genügend empfindliches Instrument zur Verfügung stand. Das einzig brauchbare wäre dafür wohl nur das Duddellsche Thermogalvanometer höchster Empfindlichkeit, da die weiteren Messungen und Rechnungen erkennen lassen, daß maximal nur etwa 300 Mikroampere primär auftraten.

Tabelle 2 gibt dann eine Meßreihe mit 50 period. Wechselstrom, bei der die angelegte Wechselspannung $E_w$ und der äußere Gesamtwiderstand $R$ variiert wurden; gemessen wurden $E_w$, $R$, der Gleichstrom $J_2$ und die am Detektor entstehende Gleichspannung $E_D$; durchweg war wieder $R_z$ positiv. Gerechnet ist die Größe $R' = E_D : J_2$, und $\frac{R' - R}{R} \cdot 100$ gibt die prozentuale Differenz des wirklichen und des gerechneten Widerstandes an. Der Kompensator wurde so scharf wie möglich eingestellt. Da der Wechselstrom vom Stadtnetz entnommen wurde, so lassen sich trotz möglichst sorgfältiger Regelung der Spannung durch Widerstandsschaltungen Schwankungen nicht ganz ausschalten und die entstandenen Unregelmäßigkeiten finden dadurch genügende Erklärung.

Tabelle 2.

| Nr. | $E_w (10^{-3})$ | $E_D (10^{-3})$ | $J_2 (10^{-6})$ | $R' = \frac{E_0}{J_2}$ | $R$ | $\frac{R' - R}{R}$ % |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 13 | 25 | 0,24 | 0,254 | 946 | 1000 | − 5,4 |
| 14 | 25 | 0,24 | 0,127 | 1892 | 2000 | − 5,4 |
| 15 | 50 | 1,4 | 0,407 | 3450 | 3715 | − 7,14 |
| 16 | 50 | 1,86 | 0,73 | 2550 | 2715 | − 6,1 |
| 17 | 100 | 8,98 | 3,27 | 2745 | 2715 | + 1,1 |
| 18 | 100 | 5 | 1,38 | 3620 | 3715 | − 2,55 |
| 19 | 150 | 5,4 | 4,38 | 1230 | 1300 | − 5,4 |
| 20 | 150 | 4,56 | 14,56 | 313 | 300 | + 4,3 |
| 21 | 200 | 8,1 | 27,2 | 298 | 300 | − 0,66 |
| 22 | 250 | 13 | 16,75 | 780 | 800 | − 2,5 |
| 23 | 250 | 12,97 | 26,2 | 495 | 500 | − 1,0 |
| 24 | 300 | 14,67 | 12,2 | 1200 | 1300 | − 7,2 |
| 25 | 300 | 17,8 | 22,6 | 790 | 800 | − 1,25 |
| 26 | 300 | 19,4 | 32,4 | 600 | 600 | 0 |
| 27 | 350 | 20,5 | 35 | 587 | 600 | − 2,2 |
| 28 | 350 | 14,4 | 71,5 | 202 | 200 | + 1 |
| 29 | 400 | 21,5 | 36,4 | 592 | 600 | − 1,33 |
| 30 | 400 | 17,5 | 89 | 197 | 200 | − 1,5 |
| 31 | 450 | 23,1 | 115 | 201 | 200 | − 0,5 |
| 32 | 450 | 27,9 | 49,5 | 564 | 600 | − 6 |

Die Messungen wurden also von 25 bis 450 Millivolt Wechselstrom vorgenommen und ergeben eine durchschnittliche Abweichung vom Ohmschen Gesetz für $E_D : J_2$ von − 2,5 %. Dieser geringe Betrag ist ohne weiteres durch Meßfehler und Spannungsschwankungen zu erklären und es erscheint hiernach festgestellt, daß auch für gewöhnlichen Wechselstrom die Umformung im Detektor in der Weise erfolgt, daß eine E.M.K. erzeugt wird, die eine Klemmenspannung am Detektor mit positiver Rotzinkerzelektrode hervorruft. Die Stromstärke im äußeren Kreise folgt dem Ohmschen Gesetz. Da hiermit dieses Verhalten nunmehr unseres Erachtens einwandfrei festgestellt ist, brauchen bei den weiteren Messungen die schwierigen und zeitraubenden Kompensatorbestimmungen der Detektorspannung nicht mehr gemacht zu werden, es genügt, Ohmschen Widerstand und Gleichstrom im Kreise außerhalb des Detektors zu bestimmen, woraus die Klemmenspannung am Detektor als Produkt beider hervorgeht.

Mit dieser Vereinfachung wurde dann eine weitere Meßreihe ermittelt, deren Ergebnisse die Verhältnisse von primärer und sekundärer Detektorarbeit und die Größe der erzielten Gleichstrom-E.M.K. enthalten und zum Vergleiche mit den nunmehr folgenden Bestimmungen der

E.M.K. auf anderem Wege dienen. Wir besprechen zunächst die hierfür angestellten Versuche.

Die Bestimmung der E.M.K. des Detektors mittels Gleichstrom. Es wurde aus einer Gleichstromquelle Strom abwechselnd in der Weise durch den Detektor geschickt, daß einmal Kupferkies mit der positiven Klemme der Stromquelle sowohl wie des zur Messung der Spannung dienenden Kompensators verbunden war, das andere Mal Rotzinkerz. Der mit dem Siemensgalvanometer ($1^0 = 1{,}456 \cdot 10^{-9}$ Amp.) gemessene Strom wurde gleichmäßig erhöht. Es bedeute:

$E_{R_z}$ = die Spannung, wenn $R_z$ mit dem positiven Pol der Stromquelle verbunden ist,
$E_K$ = die Spannung, wenn $K$ mit dem positiven Pol der Stromquelle verbunden ist,
$J_1$ = den hineingesandten Detektorstrom,
$E$ = die Detektor-E.M.K.,
$d$ = den Detektorwiderstand.

Durchweg zeigte sich die bekannte Tatsache, daß bei gleicher Klemmenspannung der Strom innerhalb des Detektors leichter vom Kupferkies zum Rotzinkerz geht wie umgekehrt, so daß also für gleiche Stromstärke die Spannung am Detektor in diesem Falle erheblich kleiner ist. Ich führe diese Erscheinung darauf zurück, daß durch den Strom im Detektor eine Zusatz-E.M.K. entsteht, die beidemal die gleiche Richtung hat, von $K$ nach $R_z$, und daher die Klemmenspannung unterstützt, wenn der Strom von $K$ nach $R_z$ geht, im anderen Fall aber ihm entgegenwirkt. Daher gilt:

$$E_K + E = J_1 \cdot d \quad \text{oder} \quad E_K = J_1 \cdot d - E \qquad (1)$$
$$E_{R_z} - E = J_1 \cdot d \quad \text{oder} \quad E_{R_z} = J_1 \cdot d + E \qquad (2)$$

Für jeweils gleiche Stromstärken ergibt sich dann durch Subtraktion der Gleichung (1) von Gleichung (2):

$$E_{R_z} - E_K = 2E \qquad (3)$$

durch Addition dagegen

$$E_{R_z} + E_K = 2J_1 \cdot d \qquad (4)$$

Die halbe Differenz der Klemmenspannungen für die beiden Stromrichtungen wird also für einen bestimmten Strom die gesuchte E.M.K., die halbe Summe den Detektorwiderstand ergeben. Die gemessenen Werte $J_1$, $E_{R_z}$, $E_K$ wurden zunächst in einem Diagramm mit großem Maßstab eingetragen und die Punkte alsdann durch Kurven verbunden.

Aus Platzmangel muß hier von der Wiedergabe dieser Kurven abgesehen werden; bemerkt sei nur, daß die maximale Abweichung der Kurven von den Meßpunkten bis $J = 22$ Mikroampere einmal 2 % beträgt, im übrigen verlaufen die Kurven fast genau durch alle Meßpunkte in regelmäßiger Gestalt. Gemessen wurde $E_{R_2}$ bis 380 Millivolt bei 123 Mikroampere, $E_K$ bis 294 Millivolt bei 250 Mikroampere. Die zu gleichen Strömen $J_1$ gehörigen Werte sind in Tabelle 3 zusammengestellt; die Werte $E$ und $d$ sind also aus den Gleichungen (3) und (4) berechnet.

Tabelle 3.

| Vers. Nr. | $J_1\ (10^{-6})$ | $E_{R_2}\ (10^{-3})$ | $E_K\ (10^{-3})$ | $E\ (10^{-3})$ | $d$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 111 bis 146 | 2 | 5,8 | 6,4 | 0,2 | 3300 |
| und | 4 | 14,0 | 13,2 | 0,4 | 3400 |
| 166 bis 174 | 6 | 19,8 | 21,2 | 0,7 | 3420 |
| | 8 | 28,8 | 26,0 | 1,4 | 3420 |
| | 10 | 36,4 | 32,3 | 2,05 | 3440 |
| | 12 | 43,6 | 38,2 | 2,7 | 3410 |
| | 14 | 50,8 | 44,0 | 3,40 | 3380 |
| | 16 | 58,0 | 49,6 | 3,40 | 3360 |
| | 18 | 65,4 | 54,3 | 5,55 | 3350 |
| | 20 | 72,7 | 59,2 | 6,75 | 3300 |
| | 30 | 108,0 | 78,0 | 15,0 | 2970 |
| | 40 | 144 | 98,0 | 23,0 | 3030 |
| | 50 | 179 | 117,0 | 31,0 | 2960 |
| | 60 | 215 | 137,5 | 38,75 | 2940 |
| | 70 | 247 | 150 | 48,50 | 2830 |
| | 80 | 272 | 161 | 55,5 | 2720 |
| | 90 | 297 | 170 | 63,5 | 2600 |
| | 100 | 322 | 183 | 69,5 | 2520 |
| | 110 | 347 | 194 | 76,5 | 2480 |
| | 120 | 372 | 203 | 84,5 | 2400 |

Die Werte $E$ sind im Diagramm I als Kreuze eingetragen. Die Kurve *I* gilt für 2 bis 20 Mikroampere und 0 bis ca. 7 Millivolt, Kurve *II* für 20 bis 120 Mikroampere und etwa 7 bis 85 Millivolt. Man sieht, daß $E$ in Kurve *I* zuerst sehr langsam ansteigt, dann immer schneller, um dann in Kurve *II* von 20 Mikroampere an fast zu einer genauen Geraden zu werden, für die man die Formel setzen kann

$$E = 0{,}796\ (J_1 - 12)$$

wobei $E$ in Millivolt, $J_1$ in Mikroampere.

Die in dem Diagramm I außerdem verzeichneten dicken Punkte werden weiterhin besprochen werden.

Schließlich ist im Diagramm I der Widerstand *d* als gerade Linie für 20 bis 120 Mikroampere eingetragen, was nur geringe Abweichungen von den Werten der Tabelle 3 bedeutet. Bis 20 Mikroampere betrachten wir ihn als annähernd konstant mit 3400 Ohm; alsdann geht er auf 2400 Ohm bei 120 Mikroampere herunter.

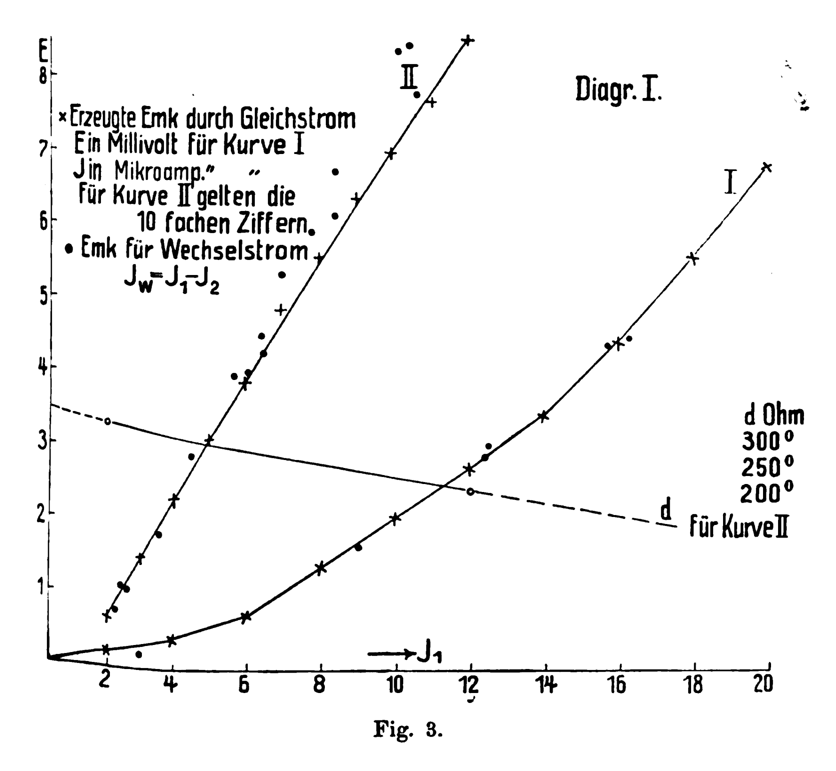



Fig. 3.

Der Grund für die Verminderung des Widerstandes bei höheren Stromstärken dürfte jedenfalls in der Erwärmung liegen, das Verhalten ist daher dem der Kohle gleichzuachten.

Die so gewonnenen Werte der Detektor-E.M.K. sollen nunmehr mit den durch Wechselstrommessungen festzustellenden verglichen werden. Da wir oben sahen, daß Hochfrequenzschwingungen und 50 periodiger Wechselstrom bez. der erzielten Klemmenspannung am Detektor sich insofern vollständig gleich verhalten, als in beiden Fällen diese Spannung gleich dem Produkt aus Ohmschen Widerstande mal Stromstärke im äußeren Detektorkreis ist, so nehmen wir die Messung

mit gewöhnlichem Wechselstrom vor, dessen Spannung sich bequem genau genug bestimmen läßt, was bei Hochfrequenz nicht der Fall ist. Im Gleichstromkreise wird der Gesamtwiderstand außerhalb des Detektors für jede Wechselspannung variiert, und zwar wird einschließlich Galvanometer

$$a = 3400 \text{ Ohm}$$
$$b = 2715 \text{ ,,}$$
$$c = 1000 \text{ ,,}$$
$$d = 300 \text{ ,,}$$

Parallel zu diesem Gesamtwiderstand liegt wieder der Kondensator von 20 mi. In der folgenden Tabelle 4 sind gemessen die Wechselspannung $E_w$, der Strom $J_2$ und die Widerstände $a$ bis $d$. Außerdem ist der Detektorwiderstand $d$ aus Diagramm I entnommen. Die Klemmenspannung am Detektor ergibt sich auf Grund der früheren Messungen zu $E_D = J_2 \cdot a$, $J_2 \cdot b$ usw.

Innerhalb des Detektors erfährt der Gleichstrom einen Spannungsabfall, wie der Strom einer Dynamo, von der Höhe $J_2 \cdot d$; daher ergibt sich die E.M.K. des Detektors zu

$$E = E_D + J_2 \cdot d$$

Diese E.M.K. muß mit derjenigen nach Diagramm I wenigstens annähernd übereinstimmen, wenn unsere Auffassung vom Verhalten des Detektors richtig ist. Wohl zu beachten ist dabei aber ein nicht ganz unwesentlicher Punkt. In Diagramm I sind es ausschließlich die auf der Abszissenachse verzeichneten Ströme $J_1$, welche die E.M.K. hervorrufen, denn es wird nur Gleichstrom von außen ($J_1$) durch den Detektor geleitet. In Tabelle 4 haben wir es aber mit primären Wechselströmen ($J_w$) und sekundären Gleichströmen ($J_2$) zu tun. Wenn überhaupt Thermowirkung vorliegt, dann tragen nun auch diese sekundären Ströme für Erzeugung der E.M.K. bei, und daher ist zu vergleichen:

A. Die E.M.K. für bestimmten Strom $J_1$ in Diagramm I, mit
B. derjenigen E.M.K. nach Tabelle 4, für welche gilt $J_1 = J_w + J_2$ oder $J_w = J_1 - J_2$.

Ferner ist in der obigen Formel für $E$ derjenige Widerstand $d$ aus Diagramm I einzusetzen, der für den Strom $J_1 = J_w + J_2$ gilt; denn nachdem wir annehmen, daß die Widerstandsabnahme auf der Erwärmung beruht, diese aber von der Stromsumme abhängt, muß

auch der der letzteren entsprechende Widerstand eingesetzt werden. Der Wechselstrom $J_w$ wird, da er nicht gemessen werden konnte, aus der Spannung $E_w$ berechnet. Der Wechselstromwiderstand im Detektorkreis setzt sich aus dem Widerstand $d$ des Detektors und der Kapazi-

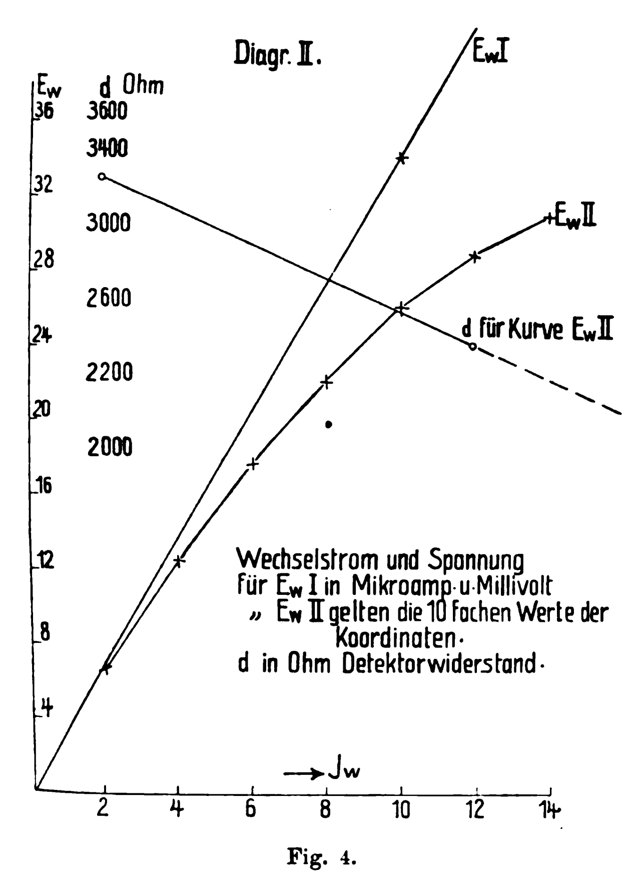



Fig. 4.

tät von 20 mi zusammen. Letztere entspricht bei 50 Perioden einem Widerstand von

$$\frac{10^6}{2\pi \cdot 50 \cdot 20} = 160 \text{ Ohm};$$

da dieser Betrag geometrisch zu mindestens 2000 Ohm zu addieren ist, kann er vernachlässigt werden.

In erster Annäherung erhalten wir daher

$$J_w = E_w : d$$

In Diagramm II ist dieser Zusammenhang in Abhängigkeit von $J_w$ aufgetragen, man kann daraus die zu jeder Wechselspannung gehörige Stromstärke $J_w$ entnehmen.

Diese Werte sind nun aber noch zu rektifizieren mit Rücksicht darauf, daß bei stärkeren Sekundärströmen die Widerstandsabnahme verstärkt und damit der Wechselstrom erhöht wird. Dieser Einfluß spielt indes eine zu beachtende Rolle erst von etwa 100 Millivolt Wechselspannung an; hierbei macht nach Tabelle 4 der Sekundärstrom $J_2$ schon ca. 10—15 % des Wechselstroms aus. Wir wollen uns mit einer Genauigkeit des Detektorwiderstandes von ca. 3 % = rd. 100 Ohm begnügen. Die Gesamtstromstärke muß nach Diagramm II um ca. 10 Mikroampere für 100 Ohm Differenz sich ändern. Daher brauchen wir diesen Einfluß erst von $J_2 = 10$ an zu berücksichtigen, d. h. von 150 Millivolt Wechselstrom (Nr. 41, Tabelle 4) ab. Diese korrigierten Werte für $J_w$ und die Wechselstromarbeit $A_w = E_w \cdot J_w$ sind in Tabelle 4 eingetragen. Für die Berechnung von $J_2 \cdot d$ ist von Nr. 41 ab die Änderung von $d$ durch die sekundäre Stromstärke ebenfalls berücksichtigt. Damit erhalten wir dann in Tabelle 4 auch die wirkliche Gleichstrom-E.M.K. $E = E_D + J_2 \cdot d$, die für eine bestimmte Wechselspannung und einen Widerstand im Gleichstromkreise $a$, $b$ usw. entwickelt wird. Da alle Messungen das Bestehen des Ohmschen Gesetzes im Gleichstromkreise erwiesen hatten, wird nun auch die Gleichstromnutzarbeit erhalten aus $A_2 = E_D \cdot J_2$, und der Gesamtwirkungsgrad wird

$$\eta = \frac{A_2}{A_w}$$

Alle diese Werte sind in Tabelle 4 eingetragen.

## Tabelle 4.

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Nr. | $R$ | $E_w\ (10^{-3})$ | $J_2\ (10^{-6})$ | $E_D\ (10^{-3})$ | $A_2\ (10^{-6})$ | $J_2 \cdot d\ (10^{-3})$ | $E = E_D + J_2 \cdot d$ | $J_w\ (10^{-6})$ | $A_w\ (10^{-6})$ | $\eta = \frac{A_2}{A_w}$ % | $d$ |
| 33 | *a* | 10 | 0,029 | 0,098 | $2{,}86 \cdot 10^{-6}$ | 0,1 | 0,2 | 2,9 | 0,029 | 0,01 | von |
| | *b* | | 0,032 | 0,087 | 2,77 | 0,109 | 0,2 | | | | Nr. 33 |
| | *c* | | 0,039 | 0,039 | 1,52 | 0,132 | 0,17 | | | | bis 40 |
| | *d* | | — | — | — | — | — | | | | kon- |
| 34 | *a* | 20 | 0,112 | 0,38 | $4{,}26 \cdot 10^{-5}$ | 0,38 | 0,76 | 5,85 | 0,117 | 0,036 | stant |
| | *b* | | 0,114 | 0,31 | 3,5 | 0,39 | 0,7 | | | | 3400 |
| | *c* | | 0,165 | 0,165 | 2,72 | 0,565 | 0,73 | | | | |
| | *d* | | — | — | — | — | — | | | | |
| 35 | *a* | 30 | 0,246 | 0,836 | $2{,}06 \cdot 10^{-4}$ | 0,83 | 1,666 | 8,8 | 0,264 | 0,08 | |
| | *b* | | 0,272 | 0,74 | 2,0 | 0,93 | 1,67 | | | | |
| | *c* | | — | — | — | — | — | | | | |
| | *d* | | — | — | — | — | — | | | | |
| 36 | *a* | 40 | 0,473 | 1,61 | $7{,}6 \cdot 10^{-4}$ | 1,61 | 3,32 | 11,75 | 0,47 | 0,183 | |
| | *b* | | 0,532 | 1,45 | 7,65 | 1,82 | 3,27 | | | | |
| | *c* | | 0,655 | 0,655 | 4,3 | 2,22 | 2,875 | | | | |
| | *d* | | 0,80 | 0,24 | 1,92 | 2,72 | 2,96 | | | | |
| 37 | *a* | 50 | 0,65 | 2,21 | $14{,}4 \cdot 10^{-4}$ | 2,2 | 4,41 | 15 | 0,75 | 0,192 | |
| | *b* | | 0,73 | 1,98 | 14,4 | 2,5 | 4,48 | | | | |
| | *c* | | 1,02 | 1,02 | 10,4 | 3,48 | 4,5 | | | | |
| | *d* | | 1,21 | 0,36 | 4,4 | 4,1 | 4,46 | | | | |
| 38 | *a* | 75 | 1,66 | 5,64 | $9{,}35 \cdot 10^{-3}$ | 5,64 | 11,28 | 23 | 1,72 | 0,542 | |
| | *b* | | 1,82 | 4,94 | 9,00 | 6,20 | 11,14 | | | | |
| | *c* | | 2,48 | 2,48 | 6,18 | 8,1 | 10,58 | | | | |
| | *d* | | 2,91 | 0,87 | 2,54 | 9,9 | 10,77 | | | | |
| 39 | *a* | 100 | 2,77 | 9,4 | $2{,}6 \cdot 10^{-2}$ | 8,8 | 18,2 | 32 | 3,2 | 0,8 | |
| | *b* | | 3,13 | 8,5 | 2,66 | 10,0 | 18,5 | | | | |
| | *c* | | 4,66 | 4,66 | 2,17 | 14,9 | 19,56 | | | | |
| | *d* | | 5,54 | 1,66 | 0,91 | 17,7 | 19,36 | | | | |
| 40 | *a* | 125 | 4,44 | 15,1 | $6{,}7 \cdot 10^{-2}$ | 13,9 | 29 | 40 | 5,0 | 1,34 | |
| | *b* | | 5,0 | 13,6 | 6,16 | 15,6 | 29,2 | | | | |
| | *c* | | 7,6 | 7,6 | 5,8 | 23,7 | 31,3 | | | | |
| | *d* | | 9,1 | 2,73 | 2,48 | 28,5 | 31,23 | | | | |
| 41 | *a* | 150 | 6,2 | 21 | $1{,}31 \cdot 10^{-1}$ | 18,4 | 39,4 | 51 | 7,65 | | 2960 |
| | *b* | | 7,0 | 19 | 1,33 | 20,7 | 39,7 | | 7,65 | 1,74 | 2950 |
| | *c* | | 10,3 | 10,3 | 1,06 | 30,3 | 40,3 | | | | 2940 |
| | *d* | | 14,0 | 4,2 | 0,59 | 40,8 | 45 | | | | 2910 |

Tabelle 4 (Fortsetzung).

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Nr. | $R$ | $E_w$ $(10^{-3})$ | $J_2$ $(10^{-6})$ | $E_D$ $(10^{-3})$ | $A_2$ $(10^{-6})$ | $J_2 \cdot d$ $(10^{-3})$ | $E = E_D + J_2 \cdot d$ | $J_w$ $(10^{-6})$ | $A_w$ $(10^{-6})$ | $\eta = \frac{A_2}{A_w}$ % | $d$ |
| 42 | *a* | 175 | 8,45 | 29,6 | $2{,}44 \cdot 10^{-1}$ | 24 | 53,6 | 62 | 11,4 | | 2840 |
| | *b* | | 9,85 | 26,7 | 2,63 | 27,8 | 53,5 | 62 | 11,4 | 2,3 | 2830 |
| | *c* | | 15,6 | 15,6 | 2,43 | 43,6 | 59,2 | 62,5 | | | 2800 |
| | *d* | | 20 | 6,0 | 1,20 | 54,8 | 60,8 | 64 | 11,6 | | 2740 |
| 43 | *a* | 200 | 11,0 | 37,4 | $4{,}1 \cdot 10^{-1}$ | 30 | 67,4 | 73 | 14,6 | | 2740 |
| | *b* | | 12,75 | 34,6 | 4,4 | 34,3 | 69 | 74 | 14,8 | 3,0 | 2700 |
| | *c* | | 20,6 | 20,6 | 4,25 | 53,5 | 74 | 77 | | | 2600 |
| | *d* | | 27,4 | 8,22 | 2,25 | 69,3 | 77,5 | 79 | 15,8 | | 2530 |
| 44 | *a* | 225 | 13,83 | 47,10 | $6{,}5 \cdot 10^{-1}$ | 36 | 83 | 87,0 | 19,6 | 3,32 | 2580 |
| | *b* | | 16,0 | 43,4 | 6,93 | 40,6 | 84 | 88,5 | 19,7 | 3,5 | 2540 |
| | *c* | | 26,2 | 26,2 | 6,86 | 63 | 89,2 | 93,5 | | | 2400 |
| | *d* | | 34,8 | 10,4 | 3,63 | 79 | 89,4 | 98,5 | 22,2 | | 2280 |
| 45 | *a* | 250 | 16,5 | 56,0 | $9{,}20 \cdot 10^{-1}$ | 37,2 | 93,2 | 104 | 26 | 3,55 | 2400 |
| | *b* | | 19,0 | 51,5 | 9,8 | 44,7 | 96,2 | 106 | | | 2350 |
| | *c* | | 32,4 | 32,4 | 10,5 | 70 | 102,4 | 115 | 28,7 | 3,65 | 2170 |
| | *d* | | 44,4 | 13,3 | 5,9 | 85 | 98,3 | 130 | 32,5 | 1,82 | 1920 |
| 46 | *a* | 275 | 19,5 | 66 | $1{,}29 \cdot 10^{-1}$ | 41,2 | 107,2 | 130 | 35,6 | 3,6 | 2120 |
| | *b* | | 22,6 | 61,3 | 1,38 | 46,5 | 107,8 | 134 | | | 2060 |
| | *c* | | 38,6 | 38,6 | 1,49 | 64,5 | 102,2 | 165 | 45,2 | 3,3 | 1670 |
| | *d* | | 54,0 | 16,2 | 0,87 | | | | | | |

Aus der Tabelle 4 interessieren uns hier zunächst am meisten die Werte der E.M.K. $E$; sie sind im Diagramm I als dicke Punkte eingetragen in Abhängigkeit von $J_1 = J_w + J_2$. Sie fallen so gut wie vollständig bei den Stromstärken bis 60 Mikroampere mit den Kurven $I$ und $II$ zusammen, und auch die Abweichung bei den höheren Stromstärken ist nur eine für derartige Messungen sehr geringe. Hiermit ist also bewiesen, daß die durch den Wechselstrom in Verbindung mit dem sekundären Gleichstrom erzeugten elektromotorischen Kräfte vollkommen identisch mit denen sind, die wir aus den Messungen mit hineingesandtem Gleichstrom berechnet hatten.

Diese E.M.K. sind also lediglich integrale Stromeffekte, d. h. jedenfalls Folgen der Erwärmung, die aber bei der minimalen Größe der letzteren sofort verschwinden, wenn der Strom aufhört. Daher hört

man im Telephonempfänger eben genau die Funkenzahlen, indem zwischen je 2 Funken die Wärme Zeit genug hat sich auszugleichen, während man ungedämpfte Schwingungen nicht mit Kontaktdetektor empfangen kann, weil hier ganz konstanter Gleichstrom entsteht. Bei drahtloser Telephonie kommen nur die Oberschwingungen der Sprache über der ungedämpften Welle zur Wirkung im Detektor, während diese selbst den letzteren nutzlos belastet.

Aus den Werten der Gleichstromarbeit im äußeren Kreis $A_e = E_D \cdot J_2$ (Tabelle 4) geht auch noch ein weiterer Beweis für die Wirksamkeit des Detektors als Gleichstromquelle hervor. Bekanntlich gilt für eine Gleichstromquelle von konstanter E.M.K. und konstantem inneren Widerstand der Satz, daß das Maximum der äußeren Arbeit dann erzielt wird, wenn der äußere Widerstand gleich dem inneren ist. Die Ziffern $A_2$ für gegebenes $E_w$ zeigen nun, daß tatsächlich die maximale Arbeit immer dann auftritt, wenn der äußere Widerstand im Kreis annähernd gleich dem inneren von uns berechneten Detektorwiderstand ist, wenn also auch

$$E = 2 \cdot J_2 \cdot d$$

Bei den Versuchsnummern 33 bis 40 liegt das Arbeitsmaximum bei 3400 Ohm äußeren Widerstand, nur ganz wenig davon verschieden ist der Wert für 2715 Ohm. Von Nr. 41 an wird ersichtlich der Wert für 2715 Ohm etwas größer, da der Detektorwiderstand abgenommen hat. Auch der Unterschied gegenüber der 1000-Ohm-Arbeit wird immer kleiner, je höher wir mit den Gesamtströmen kommen und bei Nr. 45c und 46c wird die Arbeit für 1000 Ohm größer, da einmal der Widerstand des Detektors noch mehr abgenommen hat, zweitens aber der sekundäre Strom die E.M.K. steigert. Die Arbeiten für 300 Ohm äußeren Widerstand liegen dagegen weit unter den übrigen Werten. Eine bessere Übereinstimmung der Tatsachen mit der Theorie kann man nicht verlangen.

In Diagramm III und IV sind die Nutzarbeiten des Detektors $A_2 = E_D \cdot J_2$ in Abhängigkeit von der Wechselstromarbeit $A_w = E_w \cdot J_w$ aufgetragen; für $A_w = 0{,}25$ bis 3,2 Mikrowatt steigt $A_2$ von $2 \cdot 10^{-4}$ bis $3 \cdot 10^{-2}$ Mikrowatt (Diagramm III); von 3,2 bis 32 Mikrowatt primär wird $3 \cdot 10^{-2}$ bis $120 \cdot 10^{-2}$ Mikrowatt sekundär erhalten (Diagramm IV). Es handelt sich also um sehr kleine nutzbare Arbeiten und der Wirkungsgrad, der in Tabelle 4 für jede Wechselspannung wenigstens einmal eingetragen ist, erreicht höchstens etwa 3,7 $^0/_0$! Man

kann sich hiernach vorstellen, daß die Reichweite in der Funkentelegraphie allein durch bessere Ausnutzung der Empfangsenergie ganz bedeutend zunehmen würde; wenn man nur einen Detektor von ebenso bequemer Handhabung aber besserem Wirkungsgrad finden würde. Wie außerordentlich winzig die für das Telephon nötigen Energien sind, konnte z. B. daraus gemessen werden, daß bei 600 Ohm Telephon mit

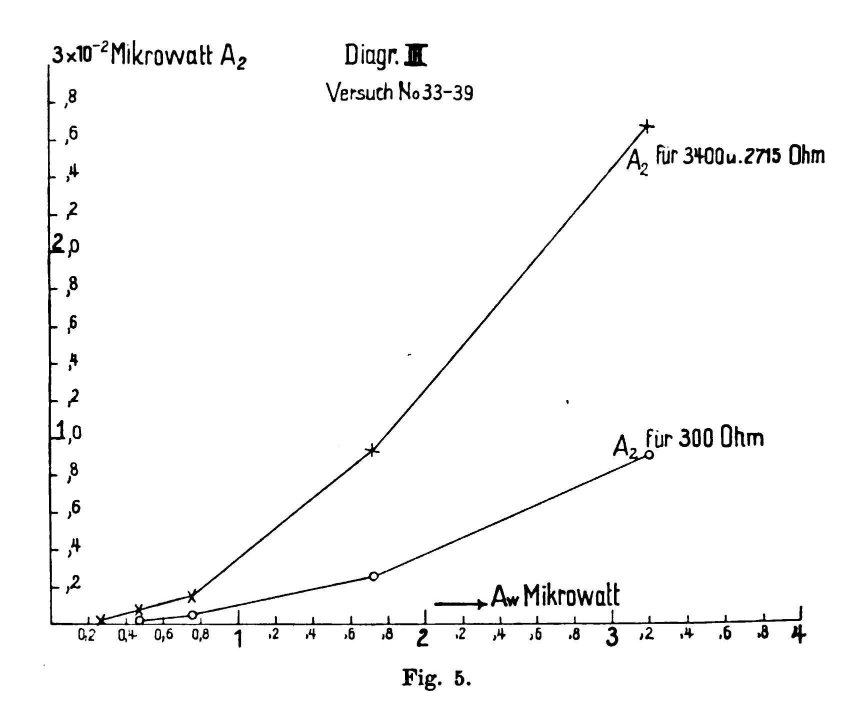



Fig. 5.

rd. 0,7 Mikroampere noch gehört wurde, also bei $A_2 = (0{,}7 \cdot 10^{-6})^2 \cdot 600 = 2{,}94 \cdot 10^{-4}$ Mikrowatt. Es würde also vergleichsweise die Energie einer 16 kerzigen Kohlenfadenlampe für rd. 200 Milliarden solcher Telephone genügen.

Der Verlauf der $A_2$-Kurven ist ein ganz regelmäßiger, sogenannte Schwellwerte[1]) der Wechselstromarbeit, die mindestens notwendig wären, um überhaupt Gleichstromarbeiten entstehen zu lassen, sind nicht nötig.

1) Zenneck, Leitfaden d. drahtl. Telegr., II. Aufl., S. 343.

wenn auch diese für niedrige Werte von $A_w$ sehr gering sind und erst allmählich ansteigen. Die Kurve wird dann immer steiler, um bei rd. 1 Mikrowatt sekundärer Arbeit wieder abzuflachen. Auch aus Vers. Nr. 45/6 geht hervor, daß hier die Grenze der Belastbarkeit des Detektors erreicht ist, der Widerstand $d$ beginnt rapide zu sinken und

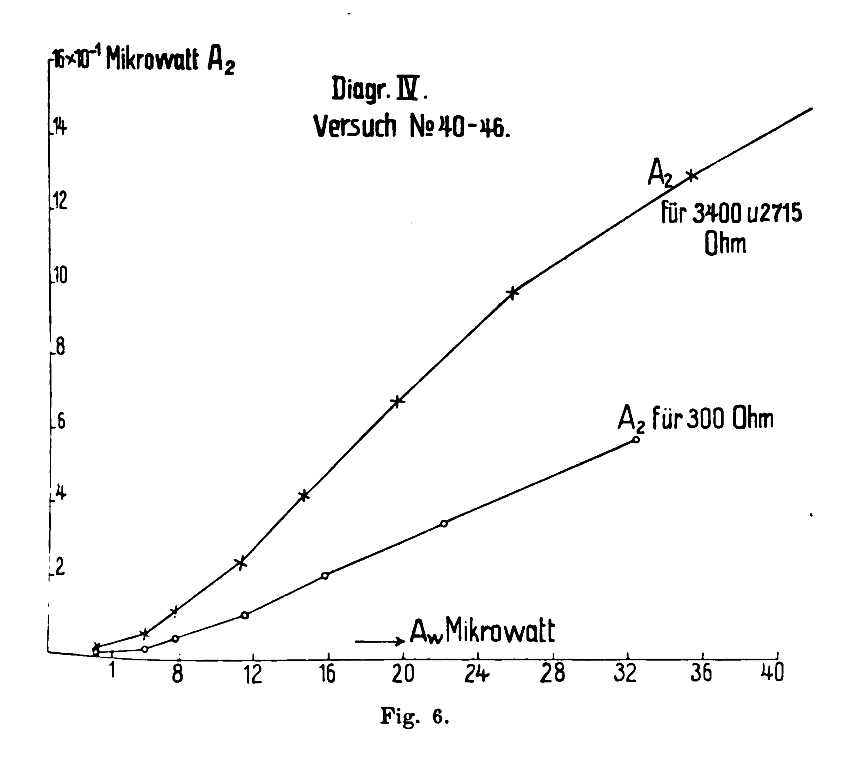



Fig. 6.

die E.M.K. $E$ geht zurück. In gewissem Bereich kann man allerdings, wie es Eccles[1]) tut, eine geradlinige Abhängigkeit der sekundären von der primären Arbeit annehmen, aber das ist z. B. in dem Teil der Kurven, die meist für funkentelegraphischen Empfang zutreffen wird, etwa von 0,4 bis 3 Mikrowatt primär, durchaus nicht richtig; außerdem ist die Arbeit $A_2$ ganz von dem äußeren Widerstand abhängig. Am günstigsten wird dieser gleich dem inneren Detektorwiderstand gemacht in dem mittleren Arbeitsbereich, für unseren Fall

1) a. a. O.

mindestens 2000 bis 3000 Ohm; gerade für die sehr schwachen Empfangsenergien wären Telephone mit sehr hohen Widerständen zweckmäßig, während für große Energiemengen kleine Widerstände besser sind. Detektor und Telephon müssen bezüglich ihrer Widerstände möglichst gleich oder wenigstens ähnlich sein.

In Diagramm V ist die Größe der E.M.K. in Abhängigkeit von der Stromstärke $J_1$ für einen anderen Perikondetektor dargestellt, dessen Widerstand sich innerhalb des Meßbereiches zu rd. 6000 Ohm konstanter Höhe ergab. Der Vergleich mit Diagramm I Kurve *I* zeigt, daß für gleiche Ströme der Detektor mit höherem Widerstand auch die größere E.M.K. ergibt; siehe Tabelle 5:

Tabelle 5.

| $J_1$ | $E$ Millivolt | | Verhältnis der $E$ | |
|---|---|---|---|---|
| | bei 6000 | 3400 Ohm | | |
| 2 | 0,5 | 0,2 | 2,5 | im Mittel 2,53 |
| 4 | 1,1 | 0,4 | 2,75 | |
| 6 | 2,0 | 0,8 | 2,5 | |
| 8 | 3,25 | 1,4 | 2,32 | |
| 10 | 5,0 | 2,05 | 2,43 | |
| 12 | 7,0 | 2,70 | 2,6 | |
| 14 | 9,0 | 3,45 | 2,61 | |

Im Mittel liefert also der Detektor mit dem $6000:3400 = 1,76$ fachen Widerstand bei gleichem Primärstrom die 2,53 fache E.M.K.; für einen sachgemäßen Vergleich zweier Detektoren muß aber eine Reduktion auf gleiche Primärarbeiten vorgenommen werden, d. h. die Ströme sind für den höheren Widerstand zu ermäßigen, so daß

$$J_1^2 \cdot W_1 = J_2^2 W_2$$

wenn $J$ und $W$ die zugeordneten primären Detektorströme und Widerstände bezeichnen. Daher muß hier der Strom für den 6000 Ohm-Detektor im Verhältnis $1:\sqrt{1,76} = 0,75$ verringert werden. Man erhält dann:



Tabelle 6.

| $J_1$ | $E_1$ | $J_2$ | $E_2$ | $E_2/E_1$ |
|---|---|---|---|---|
| 4 | 0,4 | 3 | 0,75 | 1,87 |
| 8 | 1,4 | 6 | 2 | 1,43 |
| 12 | 2,7 | 9 | 4 | 1,48 |
| 14 | 3,45 | 10,5 | 5,5 | 1,6 |

Durch den Detektor mit höherem Widerstand wird demnach die E.M.K. erheblich vergrößert. Soll dies zu einer ebenso viel besseren

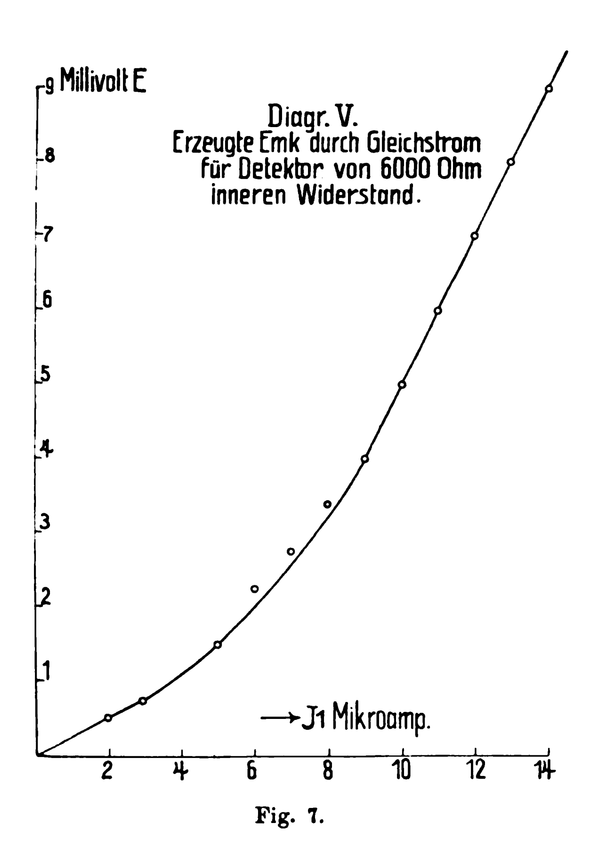



Fig. 7.

Nutzleistung führen, dann muß auch der äußere Widerstand im gleichen Verhältnis vergrößert werden, da sonst die Hauptarbeit im Detektor stecken bleibt. Gerade für die kleinsten Energiemengen ist also neben

Detektoren mit hohen Widerständen Wert auf hochohmige Telephone zu legen. Für den Fall des 6000 Ohm-Detektors wäre etwa ein solches von rd. 5000 Ohm wünschenswert, denn wir sahen, daß bei Vers. Nr. 33 ein Nutzwiderstand von ca. 3000 Ohm bei $J_w = 2{,}9$ Mikroampere die weitaus höchste Nutzleistung ergab für 3400 Ohm Detektorwiderstand. Für die etwa 1,8 mal so hohe E.M.K. des 6000 Ohm-Detektors ist also der ebenso viel höhere Nutzwiderstand nötig.

Hoher Eigenwiderstand und Empfindlichkeit, d. h. Größe der E.M.K., laufen beim Perikondetektor einander parallel. Wenn Tissot[1]) dies nicht gefunden hat, so liegt es wahrscheinlich daran, daß bei seinen Versuchen das Verhältnis von äußerem zu innerem Widerstand zu ungünstig gewesen ist. Die Empfindlichkeit wird aber sofort zerstört, wenn zu hohe Energien durchgeleitet werden. Die Grenze der Belastungsfähigkeit läßt sich durch die Versuche mit hineingesandtem Gleichstrom leicht feststellen. Sie liegt bei derjenigen Stromstärke, innerhalb des Detektors vom Rotzinkerz zum Kupferkies fließend, bei welcher die Kurve der notwendigen Klemmenspannung anfängt, stark von der Geraden nach der Abszisse zu abzuweichen; das ist ein Zeichen für starkes Sinken des Detektorwiderstandes, womit dann auch seine E.M.K. und Empfindlichkeit schwächer werden. Bei dieser Grenze muß man auch mit den Versuchen aufhören, wenn man die Eigenschaften des Detektors nicht wesentlich verändern will.

Es ist nicht schwierig, mit der angegebenen Methode andere Detektoren in derselben Richtung zu prüfen. Bei der gegenseitigen Abhängigkeit der Faktoren muß man aber, wie wir es getan haben, in alle Feinheiten der Messung eindringen, um vor Fehlschlüssen bewahrt zu bleiben. Wir glauben aber, daß die Frage bezüglich des Perikondetektors nunmehr zweifelsfrei zugunsten der E.M.K.-Wirkung gelöst ist.

Aus dem Phys. elektrotechn. Institut der Handels-Hochschule Köln, März 1914.

1) Zenneck, a. a. O. S. 338.

(Eingesandt 27. März 1914.)

Adresse des Autors: Köln a. Rh., Beethovenstraße 16.

# Patentschau.

Von **H. Eales.**

Das D.R.P. Nr. 273585 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin betrifft einen Anrufapparat für drahtlose Nachrichtenübermittelung; das wesentliche Merkmal dieses Apparates besteht darin, daß das auf die elektrischen Schwingungen ansprechende Instrument, wie Spulengalvanometer oder desgleichen, den das Läutesignal enthaltenden Relaiskreis nicht unmittelbar schließt, sondern eine Kontaktvorrichtung in Bewegung setzt, die erst nach einer eine gewisse Zeit andauernden Bewegung den das Läutesignal enthaltenden Relaiskreis

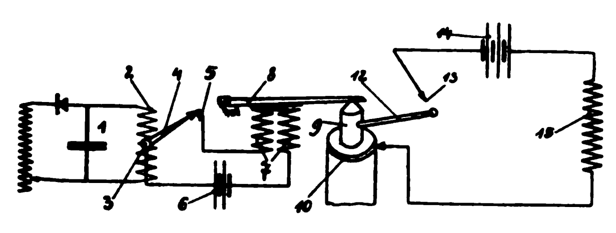


Fig. 1.

schließt. Fig. 1 zeigt eine schematische Schaltungsskizze dieses Apparates. In den Detektorkreis 1 ist die Drehspule 2 eingeschaltet, die um die Achse 3 drehbar angeordnet ist und sich bei einem Ausschlag mit ihrem Zeiger 4 gegen einen Kontakt 5 legt. Hierdurch wird ein Relaiskreis geschlossen, der die Stromquelle 6 und den Elektromagneten 7 enthält. Dieser Elektromagnet zieht nunmehr einen Anker 8 an und drückt ihn gegen eine Scheibe 9, die lose auf der Achse 10 eines dauernd laufenden Uhrwerkes sitzt. Durch den Druck, den der Anker 8 auf die Scheibe 9 ausübt, wird diese gegen den anliegenden Bund der Achse 10 angepreßt und von ihr mitgenommen. An der Scheibe 9 ist nun ein Kontaktarm 12 befestigt, der die Drehung der Scheibe gleichfalls mitmacht und sich nach einer gewissen Zeit gegen die Kontaktschraube 13 legt. Diese Kontaktschraube liegt in einem zweiten Relaiskreis, der die Stromquelle 4 und das Klingeltableau 15 enthält. Die Wirkungsweise des Apparates ist folgende: Jede den Detektorkreis 1 erregende elektrische Schwingung veranlaßt ein An-

ziehen des Ankers 8, damit ein Anpressen der Scheibe 9 und ein Hochgehen des Kontaktarmes 12. Der das Klingeltableau enthaltende Relaiskreis wird aber hierdurch erst geschlossen, wenn die elektrischen Schwingungen eine gewisse Zeit, beispielsweise 10 Sekunden, dauern, da erst innerhalb dieser Zeit der Arm 12 sich so weit herumgedreht hat, daß er sich gegen die Kontaktschraube 13 legt. Elektrische Schwingungen von kürzerer Dauer werden zwar auch ein Anheben des Armes 12 zur Folge haben; da dieser Arm aber bei Aufhören der elektrischen Einflüsse wieder herunterfällt, werden sie kein Ertönen des Läutesignals zur Folge haben.

Heinrich Dreisbach in Oldenburg hat sich durch D. R. P. Nr. 274545 eine Einrichtung zum Empfang elektrischer Schwingungen schützen lassen, bei welcher eine einen magnetisierbaren Kern (*k* in

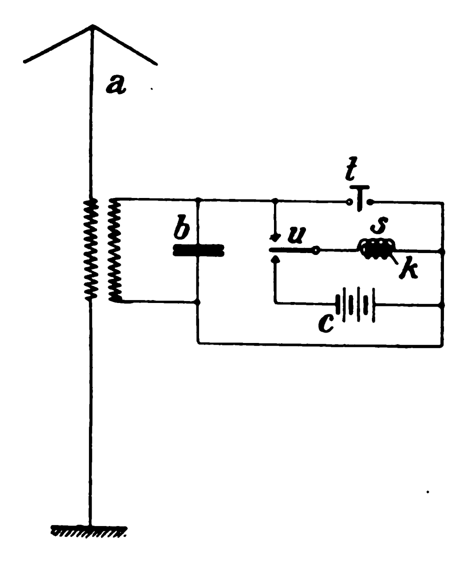



Fig. 2.

Fig. 2) enthaltende Spule *s* mit dem die Schwingungen aufnehmenden Kreis *ab* intermittierend verbunden wird, derart, daß die Spule immer nur dann mit dem Hochfrequenzkreis verbunden ist, wenn ihre Batterie *c* abgeschaltet ist, so daß bei jedesmaligem Auftreten von Schwingungen in der Spule der in den Zwischenzeiten magnetisierte Kern entmagnetisiert wird und dadurch einen Stromstoß in einem mit

der Spule verbundenen Indikationsinstrument hervorruft. Diese Anordnung wirkt folgendermaßen: Wenn der Umschalter *u*, der in Form einer schwingenden Kontaktfeder ausgebildet sein kann, den unteren Kontakt schließt, ist die Spule *s* mit der Batterie *c* verbunden, so daß der Kern *k* magnetisiert wird. Legt sich die Feder des Umschalters *u* nach oben um, so behält der Kern einen Teil seines Magtismus bei, und bei Berührung mit dem oberen Kontakt ist die Spule *s* so an den Schwingungskreis *b* angeschlossen, daß die empfangenen Hochfrequenzströme hindurchfließen können. Hierdurch findet eine Entmagnetisierung des Kernes *k* statt, die einen Stromstoß durch das Telephon *t* zur Folge hat.

Ein Verfahren und eine Schaltungsanordnung zur maschinellen Erzeugung von Wechselströmen hoher Frequenz betrifft das D. R. P. Nr. 273918 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin. Es besteht darin, daß mehrere in Kaskade geschaltete, zweckmäßig gemeinsam angetriebene elektrostatische Hochfrequenzmaschinen Verwendung finden, wobei die gewünschte Frequenz durch Verwendung besonderer Abstimmittel und Spannungsresonanzkreise ausgebildet wird. Die Kaskadenschaltung mehrerer auf einer gemeinsamen Welle angeordneter einphasiger Asynchronmaschinen ist bereits bekannt. Mit der Erhöhung der Anzahl der in Kaskade geschalteten elektromagnetischen Maschinen steigerten sich aber die Verluste erheblich, so daß eine praktisch ausreichende Energieabgabe der Gesamtanlage bei dieser Art der Kaskadenschaltung nicht möglich war. Die Anwendung der Kaskadenschaltung auf elektrostatische Hochfrequenzmaschinen hat aber insofern eine wesentliche praktische Bedeutung, als die Energieverluste in den elektrostatischen Maschinen selbst verschwindend klein bleiben und ferner die in jeder einzelnen Maschine auftretende Spannung wesentlich unterhalb derjenigen Spannungsgröße liegt, welche bei Verwendung nur einer elektrostatischen Maschine zur Ausbildung der gewünschten Frequenz in Betracht kommen würde.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 274205 eine Sendeantenne für das Verfahren zur Ortsbestimmung mittelst elektromagnetischer Wellen nach D. R. P. Nr. 259301 (vgl. Jahrb, 7, 473) schützen lassen. Die Erfindung besteht darin, daß an einem gemeinsamen Mast eine ungerichtete, zweckmäßig schirmförmig ausgebildete Antenne und die gerichteten Antennen angeordnet sind, welche Antennen durch eine gemeinsame rotierende Umschaltvorrichtung nacheinander mit der Sendeapparatur in

Verbindung gebracht werden. Diese Antenne ist in Fig. 3 schematisch dargestellt. Es sind 1 die ungerichtete Antenne, 2 die gerichteten Antennen. Die ungerichtete Antenne ist als Schirmantenne ausgebildet, während die gerichteten in der Verlängerung der Abspanndrähte 5 der Schirmantenne verlaufen. Es dient demnach der Mittelmast 6 als gemeinsamer Träger sowohl für die Schirmantenne 1 als auch für die gerichteten Antennen 2, so daß eine besonders günstige Bauart der gesamten Antennenanlage dadurch erzielt wird. Am Fuße der An-

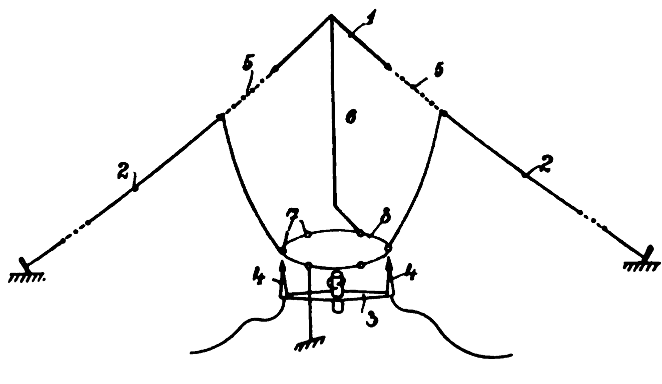



Fig. 3.

tenne befindet sich eine rotierende Scheibe 3 aus isolierendem Material, die mit zwei Schaltstücken 4 versehen ist. Diese Schaltstücke kommen bei der Drehung der Scheibe 3 nacheinander in Berührung mit den Kontaktstücken 7, die entsprechend der Anzahl der Antennen an dem Umfang der festen Scheibe 8 angebracht sind. An die rotierende Scheibe 3 ist die Sendeapparatur angeschlossan, so daß bei ihrem Drehen nacheinander die verschiedenen Antennen mit der Sendeapparatur verbunden werden.

Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dipl.-Ing. Hans Behne haben sich durch D. R. P. Nr. 273893 ein Verfahren zur Ortsbestimmung durch Zeichenübermittelung ohne fortlaufende Leitung schützen lassen, welches besondere Vorteile bietet, wenn der Empfang durch Laien, z. B. auf Fischereifahrzeugen geschehen soll. Bei diesem Verfahren werden von einer Sendestelle Schwingungen nach verschiedenen Richtungen ausgesandt, wobei die Schwingungszahl in jeder Richtung eine andere ist. Infolgedessen ist es nicht erforderlich, daß der Empfangende

telegraphische Zeichen abhört, vielmehr hat er lediglich darauf zu achten, welche Schwingungszahl der Empfänger aufnimmt. Dieses läßt sich bekanntlich leicht dadurch feststellen, daß man die Eigenschwingung des Empfangssystems so lange verändert, bis Resonanz mit der vom Sender gegebenen Schwingung vorhanden ist. Das Abstimmorgan ist dabei zweckmäßig mit einer Skala versehen, auf der statt der Schwingungszahlen die Richtung angpgeben ist, welche das betreffende Aussendeorgan der Sendestelle gegen die Nordsüdrichtung einnimmt.

Das D.R.P. Nr. 273615 der C. Lorenz Aktiengesellschaft betrifft ein Verfahren und eine Vorrichtung zur Tourenregelung von Hochfrequenzmaschinen, und zwar ein Zusatzpatent zum Hauptpatent Nr, 237264 (vgl. Jahrb. 5, 243). In dem Hauptpatent ist eine Vorrichtung zur Tourenregelung von Hochfrequenzmaschinen beschrieben, bei welcher zwei Schwingungskreise auf Relais einwirken, welche dann das Regulierorgan beim Antriebsmotor der Hochfrequenzmaschine beeinflussen. Die in diesem Patent beschriebene Anordnung weist insofern Nachteile auf, als zwei getrennte Hochfrequenzrelais erforderlich sind und ferner die Tourenzahl der Maschine innerhalb derjenigen Grenzen bleiben muß, die durch die Schwingungszahlen der beiden Kreise gegeben sind. Es ist ohne weiteres klar, daß die Anordnung nach dem Hauptpatent dann versagen wird, wenn aus irgendeinem Grunde die Tourenzahl über den Resonanzwert des einen Kreises gestiegen oder unter den Resonanzwert des anderen Kreises gefallen ist. In beiden Fällen nimmt die Stromstärke in den Kreisen und damit die Relaiswirkung ab, so daß die Regulierung unstetig ist und bei größeren Abweichungen versagt. Dieser Nachteil wird bei dem Gegenstand des Zusatzpatentes Nr. 273615 dadurch vermieden, daß die beiden Kreise auf einen gemeinsamen beweglichen Teil einwirken, wobei die Lage, welche dieser bewegliche Teil einzunehmen sucht, durch die resultierende Wirkung beider Kreise bestimmt ist. Dann ist es möglich, nicht nur den absoluten Wert der Hochfrequenzströme, sondern auch die zeitliche Verschiebung der Ströme für die Wirkung auszunutzen. Man kann dann die Regulierung sehr empfindlich machen, ohne daß der Regulierbereich begrenzt ist, wenn die Induktivitäten und Kapazitäten der Kreise entsprechend gewählt sind. Gleichzeitig wird auch die Verwendung nur eines Hochfrequenzrelais erforderlich.

Die Gesellschaft Erforschung des Erdinnern G. m. b. H. in Göttingen hat sich durch D. R. P. Nr. 273815 ein Sendeverfahren für elektrische Wellen im Erdinnern unter Benutzung von in Bohrlöchern

versenkten Antennen oder der Verrohrung der Bohrlöcher schützen lassen. Das Wesen der Erfindung soll darin bestehen, daß Isolationsschwierigkeiten in feuchten Schichten, die das Bohrloch durchsetzt, durch Verlegung des Spannungsknotens der Wellen in diese feuchte Schicht vermieden werden, indem z. B. in die strahlende Hälfte des Antennenkreises ein variabler Kondensator eingeschaltet wird.

Das D. R. P. Nr. 267216 von Carl Schou in Sölleröd, Dänemark betrifft ein Verfahren und einen Apparat zum Absenden von radiotelegraphischen Signalen. An automatischen Sendern für drahtlose Signale macht das Unterbrechen und Schließen der oftmals starken elektrischen Ströme Schwierigkeiten, weil zwischen denjenigen Kontaktstücken, zwischen denen das Unterbrechen und Schließen stattfindet, Lichtbögen entstehen, die außer daß sie die Zeichengebung stören, auch im Laufe kurzer Zeit die betreffenden Kontaktteile vernichten. Die Erfindung bezweckt, diesen Nachteil zu beseitigen, was dadurch erreicht wird, daß eine Vorkehrung derart getroffen ist, daß die betreffenden Kontaktstellen an denjenigen Zeitpunkten, wo das Schließen und das Unterbrechen oder jedenfalls das Unterbrechen stattfindet, stromlos sind.

Das D. R. P. Nr. 273534 der Polyphos Elektricitätsgesellschaft m. b. H. in München betrifft ein Verfahren zur Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen mittelst Glimmlichtentladungen, und zwar eine Verbesserung des Verfahrens nach dem Hauptpatent Nr. 270610 (vgl. Jahrb. **8**, 385). Die Durchführung des Verfahrens nach dem Hauptpatent ergab die Schwierigkeit, daß die zur Erzeugung von elektrischen Schwingungen nötige disruptive Entladung bei Steigerung der Energie über eine gewisse Grenze hinaus an der Anode in gewisse kontinuierliche Entladungsformen übergeht, welche die gewünschte Schwingungsenergie nicht abzugeben imstande sind. Eingehende Versuche haben ergeben, daß der disruptive Entladungszustand auch bei größerer Energiezufuhr erhalten bleibt, wenn die Anode derartig geformt ist, daß eine Stromunterteilung an ihr erfolgt, wenn also statt einer mehrere miteinander verbundene Anoden angeordnet sind, insbesondere wenn die Anode aus mehreren miteinander in Verbindung stehenden Spitzen besteht.

Ein Verfahren zur Strahlentelephonie betrifft das D. R. P. Nr. 275489 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin. Das Verfahren besteht darin, daß der bei der normalen Sendestromstärke gemessene Widerstand des unbesprochenen Mikrophonsystems gleich oder annähernd

gleich dem halben wirksamen Widerstand des Systems gemacht wird, mit dem es in elektrischer Verbindung steht.

Leonid Gabrilowitch in St. Petersburg hat sich durch D. R. P. Nr. 275001 ein Verfahren zum Empfangen von mehreren drahtlosen Telegrammen mit Hilfe einer Antenne schützen lassen. Der Erfinder schlägt vor, die sehr schwer ausführbare abwechselnde Einschaltung

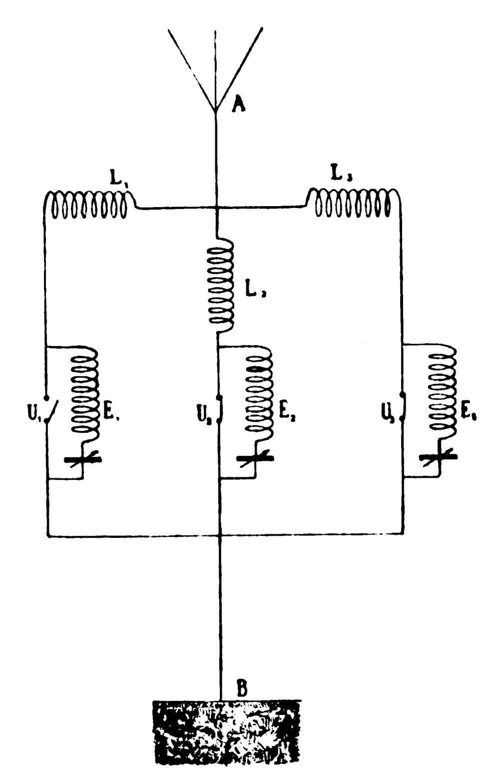



Fig. 4.

von mehreren Empfängern in die Empfangsantenne durch ein abwechselndes Kurzschließen dieser Empfänger zu ersetzen. Die vorgeschlagene Schaltung ist aus Fig. 4 ersichtlich. Die Empfänger $E_1$, $E_2$ und $E_3$ (ihre Zahl kann event. auch vergrößert werden) bilden (mit den Selbstinduktionsspulen $L_1$, $L_2$, $L_3$ usw.) drei (oder mehrere) parallel

geschaltete Zweige des offenen Schwingungskreises $A$, $B$. In den Punkten $U_1$, $U_2$, $U_3$ usw. können die Empfänger kurzgeschlossen werden, was durch einen Umschalter besorgt wird, und zwar derart, daß in jedem Moment alle Empfänger außer einem einzigen kurzgeschlossen sind. Auf der Zeichnung sind $E_2$ und $E_3$ kurzgeschlossen, $E_1$ dagegen nicht. Wirkt nun auf die Antenne $A$ eine Schwingung, deren Periode der Eigenschwingung des Zweiges $A$-$L_1$-$E_1$-$B$ entspricht, so strömt beinahe die ganze empfangene Energie durch diesen Zweig, da die Zweige $A$-$L_2$-$U_2$-$B$ und $A$-$L_3$-$U_3$-$B$ infolge ihrer durchaus verschiedenen Abstimmung für die ankommenden Schwingungen einen beträchtlichen Widerstand aufweisen, und zwar bleibt dieser Widerstand konstant, welche Abstimmung die Empfänger $E_2$, $E_3$ usw. auch haben mögen, da durch $E_2$, $E_3$ usw. infolge der Kurzschlüsse in $U_2$, $U_3$ usw. so gut wie kein Strom fließt. Man kann also die Abstimmung eines jeden Empfängers beliebig verändern, ohne auf die Abstimmung der übrigen einzuwirken, d. h. die vorgeschlagene Schaltung ermöglicht einen Mehrfachempfang mit unabhängiger Abstimmung. Bekanntlich ist es sehr schwer, einen betriebssicheren Umschalter zu bauen, welcher den Empfänger einige tausendmal pro Sekunde in den offenen Schwingungskreis einzuschalten imstande wäre. Je kleiner die Einschaltungsdauer ist, desto leichter können Unterbrechungen eintreten, die dadurch bedingt sind, daß man ab und zu keinen sicheren Kontakt erhält. Die vorgeschlagene Schaltung hat den dreifachen Vorteil, 1. daß alle Empfänger fortwährend an Luftleiter und Erde angeschaltet bleiben; 2. daß es sich beim Umschalten nicht um kurze Herstellungen des Kontaktes, sondern um kurze Unterbrechungen eines dauernden Kontaktes handelt, was eine technisch viel leichter zu bewältigende Aufgabe darstellt; 3. daß, wenn auch ab und zu unverhoffte Unterbrechungen des Kontaktes eintreten, dieses nicht eine Unterbrechung der Aufnahme, sondern bloß ein zeitweiliges Insspieltreten eines neuen parallelen Zweiges zur Folge hat, was eine viel geringere Störung nach sich zieht als das Unterbleiben des Kontaktes bei einer abwechselnden Einschaltung von mehreren Empfängern in den offenen Schwingungskreis.

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

# Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

**L. Graetz**, Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus in 5 Bänden, Band II, Lieferung 2. Verlag J. A. Barth, Leipzig 1914. M. 5.40

**Lothar Schrutka Edlem von Rechtenstamm**, Elemente der höheren Mathematik. Verlag Franz Deuticke, Wien 1914. M. 10.—

**H. Kayser**, Lehrbuch der Physik für Studierende, 4. Aufl. Verlag Ferd. Enke, Stuttgart 1914. M. 10.—

**A.E.G.-Zeitung, XVII**, Nr. 1, Juli 1914. Nr. 2, August 1914.

**Max Bellow**, German Dictionary (German-English, English-German). Verlag Longmans, Green & Co., London. 6 Sh., geb. 8 Sh.

**L. Zehnder**, Grundriß der Physik. 2. umgearbeitete Auflage. Verlag H. Lauppsche Buchhandlung, Tübingen 1914. M. 7.—, geb. M. 8.—.

**The Svedberg**, Die Materie. (Deutsche Übersetzung von H. Finkelstein.) Akadem. Verlagsgesellschaft m. b. H. Leipzig 1914. M. 6.50, geb. M. 7.50.

**Die Antenne**, Heft 2, 1914. Erich F. Huth, Berlin. Komm.-Verlag Buntrock, Berlin SO. 26.

**Christians**, Anlage und Betrieb von Luftschiffhäfen. Verlag R. Oldenbourg, München-Berlin 1914. Geb. M. 4.50

**Austerweil**, Die angewandte Chemie in der Luftfahrt. Verlag R. Oldenbourg, München-Berlin 1914. Geb. M. 6.—

**H. A. Lorentz**, Das Relativitätsprinzip (7 Vorlesungen). Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1914. M. 1.40

**A. Brill**, Das Relativitätsprinzip, 2. Auflage. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1914. M. 1.20

**Paul Ludewig**, Die drahtlose Telegraphie im Dienste der Luftfahrt. Verlag Hermann Meußer, Berlin 1914. M. 3.60

**Wichi Torikata**, „T-Y-K"-System of Radio-Telegraphy and Radio-Telephony. Tokyo, Japan, November 1913.

**Eitaro Yokoyama**, Discharge frequency of the „T-Y-K" oscillatory gap. Tokyo, Japan, November 1913.

(Eingesandt 10. September 1914.)

# Literaturverzeichnis.

**Abraham, H., Dufour, A., Ferié, G.,** C. R. 159, 38, 1914. Sur une methóde de mesure directe de la durée de propagation des ondes de T. S. F. à la surface du Globe.

**Arkadiew, W.,** Ann. Phys. **45**, 133, 1914. Über die Reflexion elektromagnetischer Wellen an Drähten.

**Behnken, Hermann,** Verh. D. Phys. Ges. **16**, 617, 1914. Über die Polarisation kurzer Hertzscher Wellen durch metallische Gitter.

— Verh. d. Phys. Ges. **16**, 668, 1914. Die Verwendung der lichtelektrischen Zelle als Empfangsinstrument für drahtlose Telegraphie.

**Belleseize-Blondel,** La Lum. Él. Nr. 26, S. 826, 1914. Calcul de la capacité terminale d'une antenne. (Diskussion.)

**Bourcier, F.,** C. R., Nr. 25, S. 1882, 1914. Sur la propagation des ondes hertziennes le long d'un fil enroulé en hélice.

**Brañas, G.,** C. R. **159**, 32, 1914. Le microradiographe.

**Brenot, P.,** La Lum. Él. Nr. 25, S. 769, 1914. La télégraphie sans fil dans les colonies françaises.

**Charron, F.,** C. R. **158**, 1267, 1914. Dispositif hydrodynamique pour l'amplification et l'enregistrement des signaux radiotélégraphiques.

**Cohen, Louis,** Journ. Franklin Inst. **177**, 409, 1914. Electromagnetic radiation.

**Colin-Jeance,** Electrician **73**, 655, 1914. The Colin-Jeance system of radio telephony.

**Culver, Charles A.,** Phys. Rev. (2), **3**, 282, 1914. A study of the propagation and interception of energy in wireless telegraphy.

**Dalton, John P.,** Phil. Mag. Nr. 163, S. 37, 1914. On a new continuous-balance method of comparing an inductance with a capacity.

**Dufour, A.,** s. Abraham, H.

**Eccles, W.,** Nature **93**, 321, 1914. Transmission of electric waves round the bend of the earth.

**Electrician 73,** 411, 1914. Wireless Telegraphy Research.

**Electrician 73,** 571, 1914 und **Nature** (London), Nr. 2332, S. 490, 1914. International Commission for scientific radiotelegraphic researches (Brüssel).

**Ferrié, G.,** s. Abraham, H.

**Fleming, J. A.,** Phys. Soc. London, June 26. 1914 (Chem. News **110**, 34, 1914. Nature **93**, 523, 1914.) On atmospheric refraction and its bearing on the transmission of electromagnetic waves round the earth's surface.

**Forest, Lee de,** Elektrot. Zeitschr. **35**, 699, 1914. Der Andion-Detektor und Verstärker (vgl. Proc. Inst. Radio-Eng. 2, Nr. 1, 1914).

— Electrician 73, 402, 1914. The Andion as a generator of high-frequency currents (vgl. Elektrot. Ztschr. **35**, 856, 1914, ferner Kritik von Eugen

Reisz, ebenda S. 947, and von A. Meißner, Electrician 73, 702, 1914.

**Fournier, Lucien,** La Nature, Nr. 2144, S. 90, 1914. Téléphonie sans fil. Le système Colin-Jeance (vgl. Electrical Engineering Nr. 393, S. 398, 1914 und Electrician 73, 655, 1914).

**Fracque,** La Lum. Él. Nr. 30, S. 97, 1914. Conférences sur la télégraphie sans fil.

**Girardeau, Emile,** La Lum. Él. Nr. 28, S. 37, Nr. 29, S. 69, 1914. Étude sur la production des ondes par des circuits oscillants couplés.

**Helsby,** Electrician 73, 661, 1914. The Helsby wireless system (vgl. Diskussion Marconi Cy ebenda S. 702).

**Kühn, Ludwig,** Helios, Nr. 26, S. 345, 1914. Die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine als Empfangsmaschine.

— Elektrot. Ztschr. 35, 816, 1914. Über ein neues radiotelephonisches System.

**Ludwig, Paul,** Elektrot. Ztschr. 35, 713, 1914 (Ref. über A. Hunds Dissertation, Karlsruhe 1913). Differentialmethode zur Messung kleiner Verluste in Hochfrequenzsystemen.

— Schweiz. Elektrot. Ztschr. 11, 331, 1914. Drahtlose Telegraphie auf Rettungsbooten.

**Marchand, H.,** Schweiz. Elektrot. Ztschr. 11, 325, 337, 1914. Sur un nouveau système de production des oscillations électriques pour la ratiotéléphonie (Leon Chaffee).

**Marriott, Robert H.,** Proc. Inst. Radio Eng. 2, Nr. 1, S. 37, 1914. Radio range variation.

**Mayer, Emil, E.,** Proc. Inst. Radio Eng. 2, Nr. 1, S. 69, 1914. The Goldschmidt system of radio-telegraphy.

**Pauli, Fr.,** Elektrot. Ztschr. 35, 889, 1914. Telefunken im Lateinischen Amerika.

**Rein, H.,** Elektrot. Ztschr. 35, 875, 1914. Soll man die radiotelegraphischen Großstationen mit gedämpften oder ungedämpften Schwingungen betreiben?

**Reisz, Eugen,** Electrician 73, 538, 1914. The Lieben-Reisz relay (Diskussion mit Lee de Forest) Vgl. auch „Die Naturwiss.", Heft 29, S. 716, 1914.

**Rohmann, H.,** Ann. Phys. 44, 817, 1914. Magnetisierung in schnell oszillierenden Feldern.

**Sampson, R. A.,** Monthl. Not. Roy. Astron. Soc. 74, 545, 1914. Note on the method of reduction of the Paris wireless rhythmic signals.

**Taylor, A. H.,** Electrician 73, 450, 1914. Radiotransmission and weather (s. auch Phys. Rev. 3, 346, 1914).

**Telefunken,** Elektrot. Ztschr. **35**, 738, 1914. Wichtige Versuche mit drahtloser Telegraphie (nach Südamerika).

— Ztschr. f. Schwachstromt. 8, 290, 315, 1914. Radiographie in und mit den deutschen Kolonien.

**Thurn, H.,** La Lum Él. Nr. 23, S. 729, 1914. La télégraphie sans fil sur le paquebot „Imperator".

— Elektrot. Ztschr. **35**, 791, 824, 850, 1914. Funkentelegraphie und Luftfahrt.

**Vos, M.,** Ber. d. Phys. Ges. **16**, 529, 1914. Funkenfrequenz und Tonempfindlichkeit in der Radiotelegraphie.

**Wien, M.,** Elektrot. Ztschr. **35**, 940, 1914. Programm der radiotelegraphischen Ausbreitungsversuche bei Gelegenheit der Sonnenfinsternis am 21. August 1914.

(Eingesandt 10. September 1914.)

Band 9. Heft 2.

# Jahrbuch

der

# drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

---

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Prof. **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Leut. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

**Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben

von

**Dr. Gustav Eichhorn**

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

**in Zürich.**

Mit 2 Tafeln.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1914.

*Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.*

***Ausgegeben im Dezember 1914.***

# Inhalt.



---

**Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.**

---

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 9. 1914. Heft 2.

# Darstellung von Resonanzkurven.

Von **Otto Droysen.**

Zur Bestimmung der Dämpfung einer reinen Sinusschwingung wird allgemein die Methode der Resonanzmessung angewendet. Die Beziehung, die die Größe des Effekts ($y$) in Abhängigkeit von der Verstimmung ($x$) angibt, wird als Resonanzkurve bezeichnet. Ihre Gleichung lautet:

$$\mathfrak{d} = 2\pi x \sqrt{\frac{y}{1-y}}$$

Aus der Breite der Resonanzkurve errechnet sich die Dämpfung (vgl. Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Telegr., S. 125 ff.). Der gewöhnlichen Darstellung in rechtwinkligen Koordinaten ($x, y$) (vgl. Fig. 1) haften folgende Mängel an.

1. Meistens liegen die Effektwerte für diskrete Verstimmungen als Galvanometerausschläge vor. Um verschiedene Kurven gut vergleichen zu können, ist es unbedingt notwendig, die Kurven auf einen einheitlichen Maximalwert, z. B. 100, zu reduzieren. Die Größe des Maximalwertes selbst ist aber meist nicht genau beobachtet, sondern muß erst aus den Punkten um das Maximum gewonnen werden. Dies bedeutet eine Vermehrung der Rechenarbeit und eine Quelle von Rechenfehlern.

2. Sind dann die einzelnen Punkte im Koordinatennetz eingetragen, so besteht die Aufgabe, durch die mit Versuchsfehlern behafteten Punkte eine wahrscheinliche Kurve hindurchzuziehen. Dabei stören einmal die stark wechselnden Krümmungen der Kurve und der Umstand, daß proportionale Schwankungen des Ausschlages um das Maximum die größten Abweichungen bewirken. Die Fehler, die man beim Zeichnen macht, können recht groß werden.

3. Die Größe der Dämpfung wird dann aus der Breite der Kurve in verschiedener Höhe berechnet. Die Messung ist am sichersten, wenn die Kurve etwa unter 45 Grad verläuft. Dies findet aber bei der normalen Darstellung nur für kleine Teile der Kurve

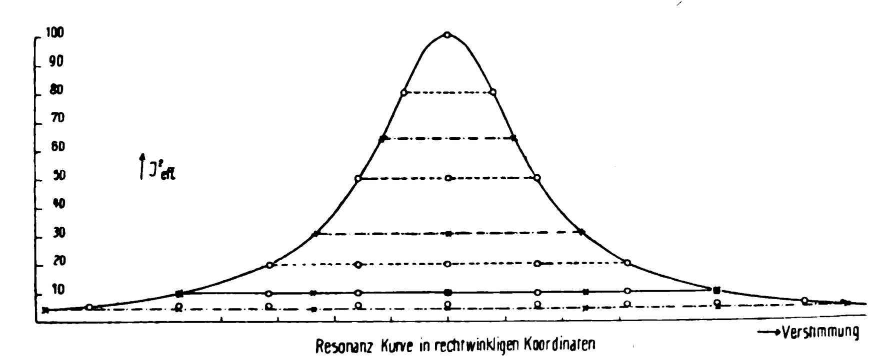



Fig. 1.

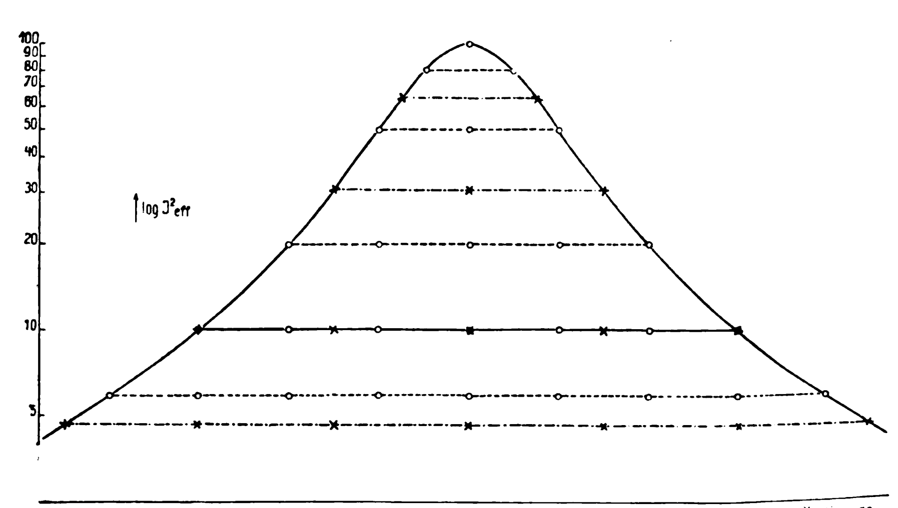



Fig. 2.

gleichzeitig statt. Da der oberste Teil der Kurve durch Reste von Koppelungsschwingungen am wenigsten betroffen wird, wählt man zur Berechnung der Dämpfung den Abszissenmaßstab so, daß der Teil 60—50 etwa unter 45 Grad verläuft. Dann wird aber der

untere Teil der Kurve so flach, daß sich etwa noch vorhandene Koppelungsschwingungen nur schwer erkennen lassen. Um sie zu zeigen, müssen die Kurven so gezeichnet werden, daß der obere Teil viel zu spitz verläuft, um aus ihm die Dämpfung genau bestimmen zu können. Ein Unterschied in der Dämpfung des oberen gegen den unteren Teil der Kurve läßt sich also nur ungenau feststellen. Soll aber z. B. durch die Resonanzkurve die Reinheit der Schwingung nachgeprüft werden, so kommt es vor allem darauf an, die Dämpfung in verschiedenen Höhen zu vergleichen.

Die beste Darstellung zum Zweck einer scharfen Bestimmung der Dämpfung ist die Settniksche Transformation der Resonanzkurve in zwei gerade Linien, deren Neigung die Dämpfung angibt.[1]) Demgegenüber wird aber die Rechenarbeit erheblich vergrößert und die Kenntnis des Resonanzpunktes vorausgesetzt, was eine weitere Komplikation und Fehlerquelle bedeutet.

Die Mängel der gewöhnlichen Darstellung werden zum Teil gänzlich beseitigt oder wesentlich abgeschwächt, wenn man statt der Effektwerte selbst die Briggschen Logarithmen derselben aufträgt (vgl. Fig. 2). Zweckmäßig verwendet man dazu Papier mit logarithmischer Teilung, wie es von C. Schleicher & Schüll Düren i. Rhld. hergestellt wird.

Es ergeben sich dadurch folgende Vorteile:

Bei einer Multiplikation der Effektwerte mit einem Proportionalitätsfaktor ändert sich die Gestalt der Kurve nicht, sondern nur ihre Lage im Koordinatennetz, da zu den Logarithmen eine konstante Strecke addiert wird. Infolgedessen erübrigt es sich, die Werte auf den Maximalwert umzurechnen. Aus dem gleichen Grunde werden proportionale Schwankungen der Effektwerte an allen Stellen der Kurve gleichen Betrag zeigen. Man kann daher systematische Abweichungen von der Proportionalität, wie sie z. B. bei inkonstanter Löschwirkung auftreten, leicht erkennen.

Der wichtigste Vorzug der neuen Darstellung ist, daß die Krümmungen viel geringer werden. Die Neigung der Kurve in ver-

---

1) K. Settnik, Ann. 34, 571, 1911. In der Settnikschen Arbeit befinden sich an dieser Stelle zwei Druckfehler, Formel (4) muß heißen: $v = \frac{\gamma}{\pi} u$ und (5) $\frac{v}{u} = \operatorname{tg} \varphi$. In den Beispielen S. 572 sind die Geraden zu steil gezeichnet; sie müssen unter 45 Grad verlaufen. Sie zeigen deutlich das Vorhandensein eines Nullausschlages.

schiedenen Höhen beträgt, wenn bei beiden Methoden die Neigung in der Höhe $y = 50$ zu etwa $55^0$ angenommen wird, bei der üblichen Darstellung für $y = 90$, $\sim 63^0$ für $y = 5$, $\sim 3^0$, bei der logarithmischen Darstellung für $y = 90$, $\sim 50$, für $y = 5$, $\sim 33^0$. Die Breite läßt sich darum bei der neuen Methode an allen Stellen genau bestimmen. Reste von Koppelungskurven im unteren Teil der Kurve ergeben deutlich sichtbare Abweichungen. Jeder anormale Verlauf tritt scharf hervor.

Eine schnelle und meist ausreichende Prüfung, ob eine Kurve normal ist, ermöglicht der Umstand, daß die Breiten

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| in den Höhen | 80, | 50, | 20, | 10, | 5,88, | 3,85 |
| sich wie | $^1/_2$, | 1, | 2, | 3, | 4, | 5 |

verhalten sollen.

Ebenso gelten für die Breiten

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| in den Höhen | 64, | 30,77, | 10, | 4,65 |
| die Verhältnisse | $^1/_2$, | 1, | 2, | 3 |

wie man leicht aus der Formel (1) nachweist (vgl. Fig. 1 u. 2).

Diese Beziehungen bieten auch die Möglichkeit, wenn man einen Punkt der Kurve berechnet hat, weitere Punkte nur mit Hilfe des Zirkels zu finden. Man berechnet zweckmäßig den Punkt für die kleinste Höhe der obigen Zahlen, die man noch zu benutzen wünscht, teilt sie mit dem Zirkel so oft, wie es die entsprechende Verhältniszahl angibt und trägt nun in den oben angegebenen Höhen die dazu gehörigen vielfachen auf. Je nach der verlangten Genauigkeit kann man nur eine oder beide Reihen benutzen. Die Höhe 10 bildet dabei den Übergang zwischen den beiden Reihen. Man wird dann meist die Kurve mit der nötigen Genauigkeit hindurchziehen können. Auf diese Weise lassen sich Dämpfungskurven äußerst rasch konstruieren und der normale oder anormale Verlauf der beobachteten Punkte feststellen.

Im folgenden sollen die Vorteile der logarithmischen Darstellung durch Beispiele illustriert werden:

1. Beispiel:

Die anormalen Resonanzkurven, die ein Kreis mit Funkenstrecke liefert, zeigen Abweichungen, die in logarithmischer Darstellung besonders deutlich hervortreten. Es ergaben sich z. B. für einen Schwingungskreis von $\lambda = 500$ m mit einer Mg-Platten-Funkenstrecke von 1 mm Funkenlänge im Falle, daß das Funkendekrement das Joulesche

bei weitem überwog, folgende Werte der Dämpfung in verschiedener Höhe (vgl. Fig. 3 u. 4).

| $y$ | $\mathfrak{d}$ | $y$ | $\mathfrak{d}$ |
|---|---|---|---|
| 90 | 0,527 | 40 | 0,396 |
| 80 | 0,501 | 30 | 0,370 |
| 70 | 0,472 | 20 | 0,331 |
| 60 | 0,446 | 10 | 0,273 |
| 50 | 0,422 | | |

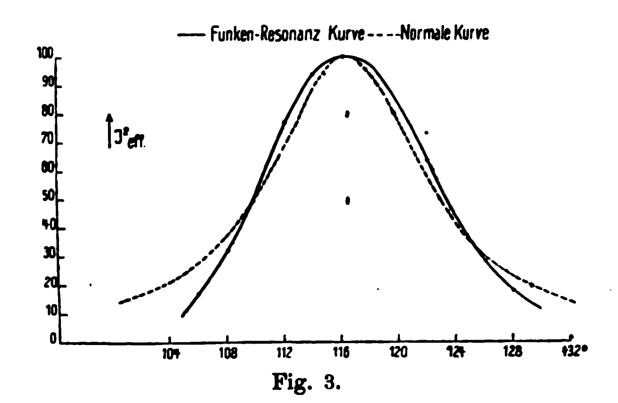



Fig. 3.

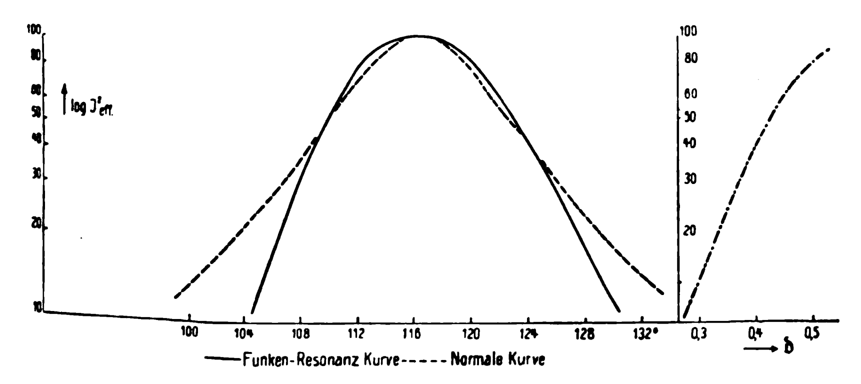
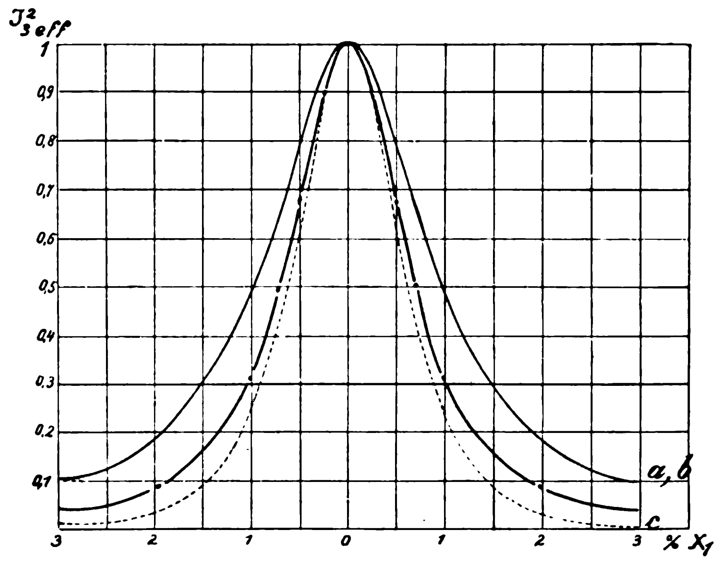



Fig. 4.

2. Beispiel:

Mit großer Leichtigkeit und Genauigkeit lassen sich die für die drahtlose Telegraphie so äußerst wichtigen Resonanzkurven von 3 lose




Verstimmung ⟶

$\mathfrak{d}_1 = \mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_3 = 0{,}03$; $a, b$: $\mathfrak{d}_1 = \mathfrak{d}_3 = 1{,}03$; $c = a \cdot b = a^2$.

Fig. 5 (Riegger Fig. 1).

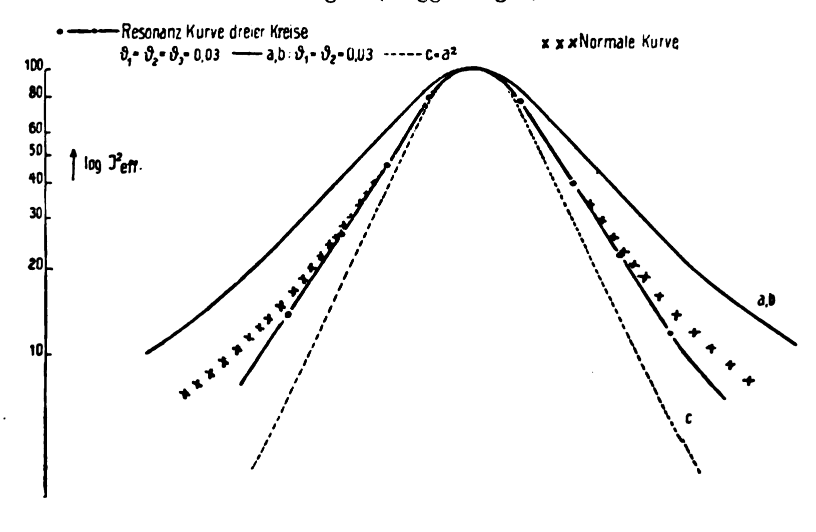






Fig. 6.

gekoppelten Kreisen, wie sie Riegger[1]) berechnet hat, in der logarithmischen Darstellung wiedergeben (vgl. Fig. 5 u. 6).

Wie Riegger zeigt, werden die Resonanzkurven für drei Kreise eingegrenzt von zwei Kurven, von denen die eine eine normale Kurve ist, die andere ($c$) wird durch Multiplikation der Effekte zweier normaler Resonanzkurven ($a$, $b$) gewonnen. Die Operation des Multiplizierens kann man bei der logarithmischen Darstellung direkt mit dem Zirkel vornehmen, indem man $\log y_{a\,max} - \log y_a$ von $\log y_b$ für jede Verstimmung abträgt. Es entspricht dies dem Multiplizieren auf dem Rechenschieber, wenn man mit dem rechten Ende des Läufers einstellt. Wie man aus dem Vergleich der beiden Methoden ersieht, zeigen die Kurven dreier Kreise in der neuen Darstellung einen deutlich abweichenden Verlauf gegenüber der normalen Resonanzkurve.

### Zusammenfassung.

Es wird eine neue Darstellung der Resonanzkurve angegeben, die darin besteht, daß die Logarithmen der Effekte anstatt der Effekte selbst aufgetragen werden. Außer einer Verminderung der Rechenarbeit ergibt sich ein solcher Verlauf der Resonanzkurve, daß sich die Dämpfung für alle Teile der Kurve bis zu großen Verstimmungen gleich gut bestimmen läßt.

(Eingesandt 20. Juni 1914.)

Adresse des Autors: Jena, Hauptpostlagernd.

---

# Der Wehneltunterbrecher als Schwingungserzeuger.

(Vorläufige Mitteilung.)[2])

Von G. Alb. Nilsson.

Eine große Anzahl von Forschern haben sich damit beschäftigt, den elektrolytischen Unterbrecher, namentlich den Wehneltunterbrecher,

1) H. Riegger, Jahrb. 8, 68, 1914.

2) Nachdem diese Arbeit bereits geschrieben war, hat mich Dr. Eichhorn*) freundlichst auf die Dissertation von Dr. Arndt („Einige Methoden zur Bestimmung von Dielektrizitätskonstanten und ein neues Verfahren zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen", Braunschweig 1911) hingewiesen. Es zeigt sich, daß die von mir verwendete Anordnung bereits von Dr. Arndt benutzt ist, doch scheint es ihm nicht gelungen, in dieser Weise einen Braunschen Schwingungskreis in regelmäßiger Weise zu erregen.

*) Ich habe schon vor einer Reihe von Jahren mit Erfolg Versuche angestellt, den Wehnelt für Stoßerregung zu benutzen, schließlich aber doch

zu untersuchen, um eine einwandfreie Erklärung der Wirkungsweise zu finden. Mehrere von ihnen haben dabei auch die Einwirkung eines parallel geschalteten Kondensators untersucht. Wehnelt[1]), Klupathy[2]), Ludewig[3]), andere fanden, daß eine recht beträchtliche Stromstärke durch den Kondensator ging, und daß die Funkenlänge des Induktors immer sank, wenn ein Kondensator eingeschaltet wurde.

Sämtliche Versuche wurden aber, soweit ich habe finden können, mit großen Kapazitäten ausgeführt. So gibt z. B. Klupathy[3]) an, daß die Stromstärke bei einem Kondensator von 0,5 MF. 0,8—1,0 Amp. betrug. Wehnelt[2]) baute einen Schwingungskreis aus einer Kapazität von 2,4 MF. und eine Spule von ca. 600 Windungen, den er parallel dem Unterbrecher legte. Da die genannten Autoren nur die Einwirkung auf der Unterbrechung, nicht aber die Schwingungen des Hochfrequenzkreises untersuchten, so schien es mir von besonderem Interesse, diese näher zu studieren.

## 1. Versuchsanordnung.

Der benutzte Wehneltunterbrecher hatte einen Platinstift von ca. 2 mm Dicke und die Länge des Stiftes war durch eine Schraube regulierbar. Anfänglich besaß der Unterbrecher keine Kühlvorrichtung; eine solche erwies sich aber notwendig, um konstante Schwingungen zu erhalten. Bei der Erwärmung der Flüssigkeit vermehrte sich anfangs die Stärke des Hochfrequenzstromes, um dann bei weiterer Erwärmung wieder zu sinken. Ein wasserdurchflossenes Bleirohr wurde daher als Kühlung benutzt und dadurch erzielt, daß die Temperatur sich in wenigen Graden konstant hielt.

Fig. 1 zeigt die benutzte Anordnung. Parallel zu dem Wehneltunterbrecher ($W$) wurde ein Schwingungskreis gelegt. Die Kapazität $C_1$

---

von einer Patentanmeldung abgesehen wegen vorhandener vorläufiger Arbeiten. Wie mich unser Mitarbeiter, Herr Regierungsrat Eales, aufmerksam macht, gibt es außer der Dissertation von Arndt noch eine Reihe anderer Publikationen über den gleichen Gegenstand (vgl. z. B. D.R.P. Nr. 220945, Auszug davon im Jahrb. 3, 529, 1909/10; auch Fig. 7 und 8 der britischen Patentschrift Nr. 226/1906 und der amerikanischen Patentschrift Nr. 976778 zeigen die Verwendung eines Wehnelt-Unterbrechers für die Zwecke der Schwingungserzeugung, offenbar auch als Stoßerregung gedacht).

Eichhorn.

1) Wied. Ann. 68, 1899.
2) Ann. d. Phys. 9, 1902.
3) Jahrb. 2, 402.

bestand entweder aus Leydenerflaschen oder Papierkondensatoren und konnte stufenweise variiert werden. Als Selbstinduktion $L_1$ wurden verschiedene Spulen benutzt, die auch in Stufen variierbar waren. Im Schwingungskreis lag auch ein Hitzdrahtstrommesser ($H$). Da der

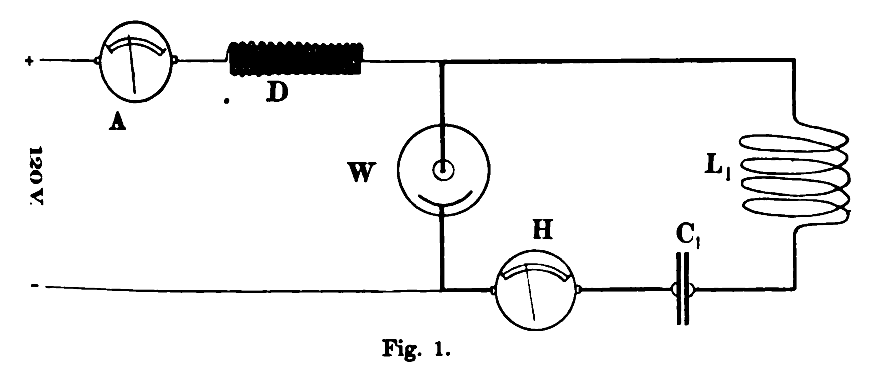



Fig. 1.

Wehneltunterbrecher nur dann arbeitet, wenn eine Selbstinduktion in der Leitung liegt, wurden verschiedene Drosselspulen ($D$) vor dem Unterbrecher eingeschaltet. Ein Drehspulamperemeter ($A$) gestattet die Stärke des Gleichstromes abzulesen.

## 2. Einfluß von Stiftlänge und Drosselspulen.

Zuerst wurde bei konstanten $C$ und $L$ die Länge des Platinstiftes am Wehneltunterbrecher variiert und die Einwirkung der Drosselspulen untersucht. In der Tabelle 1 ist eine Versuchsreihe wiedergegeben. Hier ist $C = 10000$ cm und $L = 14700$ cm. In der Tabelle sind $D_1$, $D_2$ und $D_3$ die angewandten Drosselspulen. Die Stiftlänge wurde durch eine Schraube varriiert, und zwar wurde die Anode durch eine Viertelumdrehung um ungefähr $^1/_3$ mm gehoben. In der Tabelle bedeutet $n$ die Anzahl der Viertelumdrehungen. Beim Beginn jedes Versuches befand sich der Stift immer in derselben Ebene wie das unterste Ende des Porzellanrohres, worin er eingeschlossen war. $I_1$ ist die Stärke die Gleichstromes, $I_2$ die des Hochfrequenzstromes.

Wie es sich aus der Tabelle ergibt, hat man immer die kräftigste Wirkung, wenn der Stift eine gewisse Strecke in das Porzellanrohr eingeschoben war. Noch besser geht dies aus Fig. 2 hervor, wo die Werte der Tabelle 1 eingetragen sind. Die ausgezogenen Kurven bedeuten hier die Angaben des Hitzdrahtinstrumentes, die gestrichelten

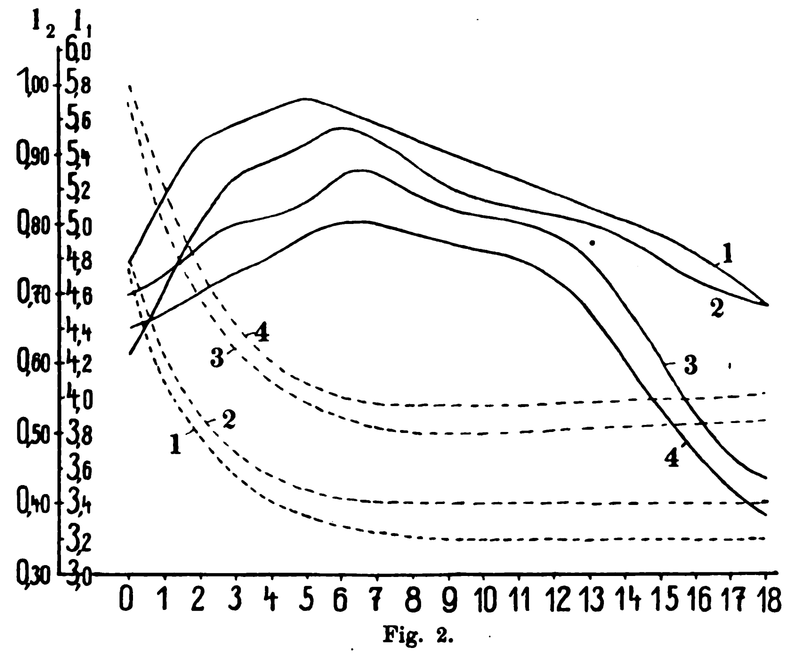



Fig. 2.

Tabelle 1.

| $n$ | 1 $D_1 + D_2 + D_3$ | | 2 $D_1 + D_2$ | | 3 $D_2 + D_3$ | | 4 $D_2$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $I_1$ | $I_2$ | $I_1$ | $I_2$ | $I_1$ | $I_2$ | $I_1$ | $I_2$ |
| 0 | 4,75 | 0,75 | 4,8 | 0,62 | 5,7 | 0,70 | 5,8 | 0,65 |
| 1 | 4,1 | 0,83 | 4,25 | 0,70 | 5,0 | 0,72 | 5,2 | 0,67 |
| 2 | 3,8 | 0,92 | 3,9 | 0,80 | 4,6 | 0,77 | 4,75 | 0,70 |
| 3 | 3,5 | 0,94 | 3,7 | 0,87 | 4,25 | 0,80 | 4,35 | 0,73 |
| 4 | 3,4 | 0,96 | 3,6 | 0,89 | 4,1 | 0,81 | 4,2 | 0,75 |
| 5 | 3,35 | 0,98 | 3,5 | 0,91 | 4,0 | 0,83 | 4,1 | 0,78 |
| 6 | 3,3 | 0,96 | 3,4 | 0,94 | 3,9 | 0,87 | 4,0 | 0,80 |
| 7 | 3,25 | 0,94 | 3,4 | 0,92 | 3,85 | 0,87 | 3,95 | 0,80 |
| 8 | 3,2 | 0,92 | 3,4 | 0,89 | 3,8 | 0,84 | 3,95 | 0,78 |
| 9 | 3,2 | 0,90 | 3,4 | 0,85 | 3,8 | 0,82 | 3,95 | 0,77 |
| 10 | 3,2 | 0,88 | 3,4 | 0,83 | 3,8 | 0,81 | 3,95 | 0,76 |
| 11 | 3,2 | 0,86 | 3,4 | 0,82 | 3,8 | 0,80 | 3,95 | 0,75 |
| 12 | 3,2 | 0,84 | 3,4 | 0,81 | 3,85 | 0,78 | 4,0 | 0,72 |
| 13 | 3,2 | 0,82 | 3,4 | 0,80 | 3,85 | 0,75 | 4,0 | 0,67 |
| 14 | 3,2 | 0,80 | 3,4 | 0,78 | 3,85 | 0,68 | 4,0 | 0,60 |
| 15 | 3,2 | 0,78 | 3,4 | 0,75 | 3,85 | 0,60 | 4,0 | 0,53 |
| 16 | 3,2 | 0,75 | 3,4 | 0,72 | 3,85 | 0,53 | 4,0 | 0,48 |
| 17 | 3,2 | 0,72 | 3,4 | 0,70 | 3,85 | 0,46 | 4,0 | 0,42 |
| 18 | 3,2 | 0,68 | 3,4 | 0,68 | 3,85 | 0,44 | 4,0 | 0,38 |

die des Gleichstromamperemeters. Man sieht deutlich, daß man eine maximale Wirkung bei einer bestimmten Stiftlänge erhält; dann ist auch die Stärke des Gleichstromes am geringsten. Wie es sich später erweisen wird, gilt dies auch von den Resonanzkurven eines dem Primärkreise gekoppelten sekundären Kreises. Diese Stiftlänge, die eine maximale Wirkung hervorruft und nur wenig verschieden für ungleiche Drosselspulen ist, will ich im folgenden der Kürze halber die „kritische Stiftlänge" nennen. Aus Fig. 2 ergibt sich auch die Einwirkung der Drosselspulen: je größer die benutzten Drosselspulen sind, um so größer wird auch der Hochfrequenzstrom.

### 3. Einfluß von Kapazität und Selbstinduktion.

Im Vorigen wurde nur eine bestimmte Kapazität und Selbstinduktion benutzt, und es wurde dann konstatiert, daß der Hochfrequenzstrom am stärksten für eine bestimmte Stiftlänge sei. Derselbe Versuch wurde auch mit verschieden großen Kapazitäten und Selbstinduktionen wiederholt und immer dasselbe Ergebnis erhalten; ich sehe aber davon ab, die Tabellen mitzuteilen.

Jetzt wurde die Einwirkung von Kapazität und Selbstinduktion auf Stromstärke und Spannung untersucht. Die Versuchsanordnung, die in Fig. 3 zu sehen ist, ist die gleiche wie die in Fig. 1, nur wurde parallel zum Kondensator $C_1$ ein Braunscher Elektrometer ($E$) und ein Funkenmikrometer ($F$) geschaltet. Damit nicht durch einen Funken zwischen den Kugeln des Funkenmikrometers ein Kurzschluß eintreten sollte, wurden mehrere Metallfadenlampen ($L$) in Serie zwischen Mikrometer und Kondensator gelegt. Das Elektrometer ($E$), dessen Skala direkt in Volt geeicht war, gestattet dann die effektive Spannung am Kondensator abzulesen. Zwar waren die so erhaltenen Werte nicht genau (die Fehler betragen wohl $\pm$ 10 Volt), jedoch war dies für unseren Zweck genügend, da jetzt in der vorläufigen Untersuchung auf quantitative Messungen kein Wert gelegt war. Durch das Funkenmikrometer konnte die maximale Spannung zwischen den Belegungen des Kondensators bestimmt werden. Wie vorher wurden auch jetzt die Angaben der Strommesser $A$ und $H$ notiert.

Der Versuch wurde mit verschiedenen Selbstinduktionsspulen und Kapazitäten ausgeführt. In der Tabelle 2 sind die Spulen durch $L_1$, $L_2$ und $L_3$ bezeichnet und sie haben die Selbstinduktionskoeffizienten 51130 cm, 450860 cm und 1670000 cm resp. Als Kapazität wurden zwei verschieden große Leydenerflaschen benutzt.

Tabelle 2.

| Spule | $i_1$ | $i_2$ | $E_{eff}$ | $E_{max}$ | |
|---|---|---|---|---|---|
| $L_1$ | 3,60 | 0,43 | 270 | 2200 | $C_1 = 2070$ cm |
| $L_2$ | 3,60 | 0,43 | 330 | 3100 | |
| $L_3$ | 3,60 | 0,35 | 380 | 4100 | |
| $L_1$ | 3,60 | 0,35 | 290 | 2250 | $C_1 = 1035$ cm |
| $L_2$ | 3,60 | 0,35 | 360 | 3600 | |
| $L_3$ | 3,60 | 0,25 | 430 | 4750 | |

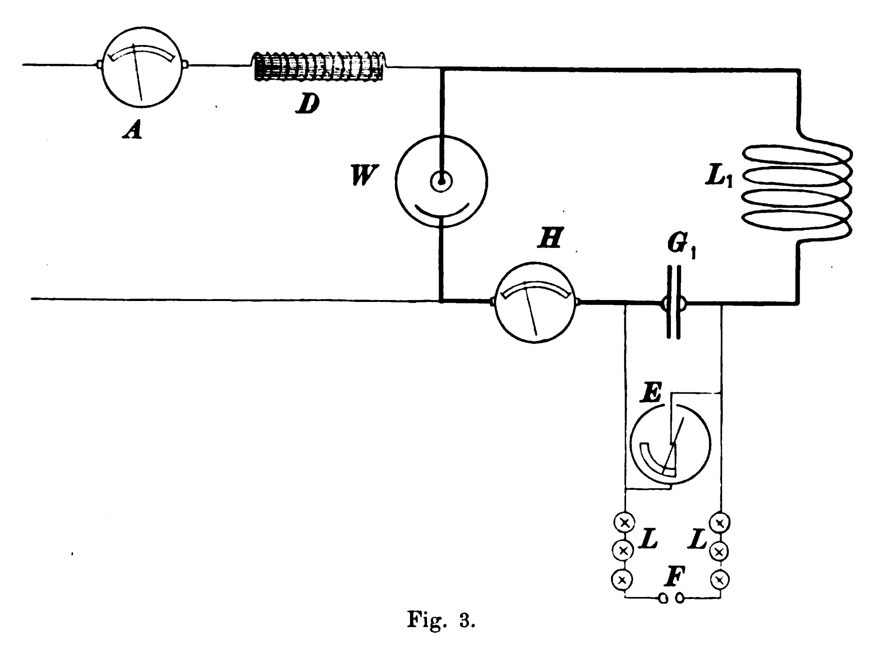



Fig. 3.

Tabelle 2 gibt eine Zusammenstellung einiger der erhaltenen Werte. Es ergibt sich hieraus, daß die Spannung wächst sowohl bei Vermehrung der Selbstinduktion als bei Verminderung der Kapazität. Ersichtlich kann man so sehr beträchtliche Spannungen erhalten.

## 4. Resonanzkurven des Primärkreises.

Um aber ein klareres Bild über die Schwingungen des Kreises zu erhalten, wurden mehrere Resonanzkurven bei verschiedenen Versuchsbedingungen aufgenommen. Der Schwingungskreis *I* (Fig. 4) konnte

wie vorher durch Anwendung verschiedener Kapazitäten und Selbstinduktionen variiert werden. Um jedoch die Ergebnisse miteinander vergleichen zu können, wurden Kapazität und Selbstinduktion so gewählt, daß das Produkt $C \cdot L$ immer ungefähr dasselbe war. Da aber keine stetig variable Selbstinduktion oder ein variabler Kondensator (außer dem Meßkondensator) zu Verfügung stand, konnte diese Forderung nicht streng eingehalten werden. Die erhaltenen Wellenlängen sind aber nur um höchstens 13 % voneinander verschieden, und daher können wohl die Resultate als vergleichbare angesehen werden.

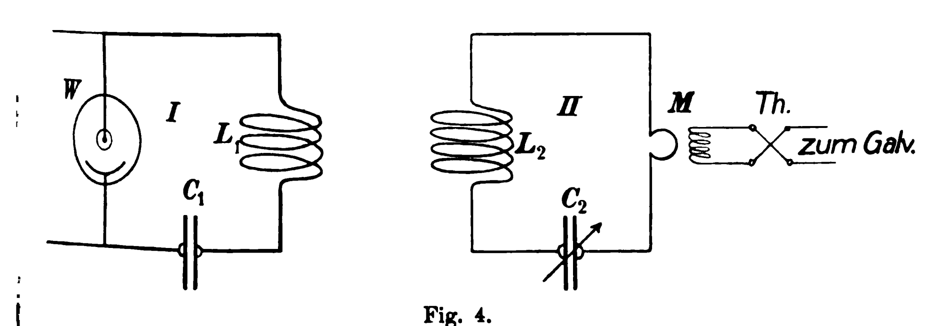



Fig. 4.

Der Meßkreis *II* (Fig. 4) war derselbe bei sämtlichen aufgenommenen Resonanzkurven. Er bestand aus dem Drehkondensator $C_2$ (100—2500 cm), der Selbstinduktion $L_2$ (450860 cm) und dem Meßtransformator *M*. Die Primärspule dieses Transformators enthält nur eine einzige Windung, die Sekundärspule vier Windungen. Als Indikator wurde ein selbsthergestelltes Vakuumthermoelement nach Klememcic (Eisen-Konstantan 0,02 mm) benutzt und als Galvanometer ein Drehspulgalvanometer mit Spiegelablesung von Hartmann & Braun (innerer Widerstand 4 Ohm, Empfindlichkeit $4 \cdot 10^{-9}$ Amp. für 1 m Skalenabstand).

Die Aufnahme der Resonanzkurven wurden im allgemeinen nach der gewöhnlichen Methode gemacht, d. h. durch Ablesung der Galvanometerausschläge für jede Änderung des Drehkondensators. Dieses Verfahren ist jedoch eine langsame und ermüdende Arbeit, namentlich wenn mehrere Resonanzkurven aufgenommen werden sollen. Daher habe ich versucht, die Kurven automatisch zu registrieren und Fig. 5 gibt die Apparatenanordnung an.

Am Drehknopf des Kondensators wurden vermittels Siegellackes zwei Riemenscheiben festgekittet. Durch einen kleinen elektrischen

Motor ($M$) mit Vorgelege ($V$) konnte jetzt der Drehkondensator ($D$) in sehr langsame Umdrehung versetzt werden. Mit einem Riemen vom Drehkondensator aus wird auch eine Trommel ($T$) gleichzeitig mit $D$ und etwas schneller als dieser in Bewegung gesetzt. Die Trommel wurde mit photographischem Registrierpapier umgeben und ist in einem

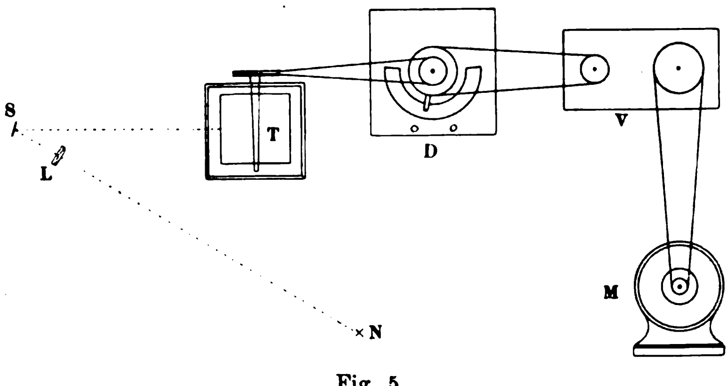



Fig. 5.

Kasten, der an der Vorderseite mit einem langen schmalen Spalt versehen ist, eingeschlossen. Das Licht einer Nernstlampe ($N$) geht zuerst durch eine Linse ($L$) und wird dann an dem Spiegel des Galvanometers reflektiert; man erhält so an der Trommel, nachdem das Licht den Spalt passiert hat, einen kleinen scharfen Lichtpunkt. Wenn der Drehkondensator rotiert, ändert sich auch (in der Nähe des Resonanzpunktes) der Ausschlag des Galvanometers und demnach die Lage des Lichtpunktes an der Trommel. Da die letztere auch gleichzeitig rotiert, bekommt man eine kontinuierliche Kurve.

Der Vorteil dieser Methode ist hauptsächlich, daß man alle Punkte der Resonanzkurve erhält, so daß besonders der Scheitelpunkt genau bestimmt werden kann. Natürlich muß hierbei der Drehkondensator genügend langsam rotieren, so daß das Galvanometer mitfolgen kann. Wenn man indessen ein registrierendes Saitengalvanometer verwendet, kann man so Resonanzkurven in wenigen Sekunden aufnehmen. Mit dem angewandten Galvanometer dauerte eine Aufnahme drei bis vier Minuten, wenn der Drehkondensator 20—30° gedreht wurde.

Resonanzkurven wurden jetzt bei verschiedenen Zusammenstellungen des primären Kreises nach beiden erwähnten Methoden aufgenommen.

Die Figg. 6, 7 und 8 zeigen einige der erhaltenen Kurven; als Abszissen sind die Grade des Drehkondensators eingetragen, die Ordinaten sind dem Stromeffekt $i_{\text{eff}}^2$ proportional.

Man bemerkt sogleich, wieviel das Aussehen der Resonanzkurven von dem Verhältnis $C/L$ abhängt. Wenn dieser Wert klein ist ($C = 1852$ cm, $L = 361820$ cm, $C/L =$ ca. $1/200$), so erhält die

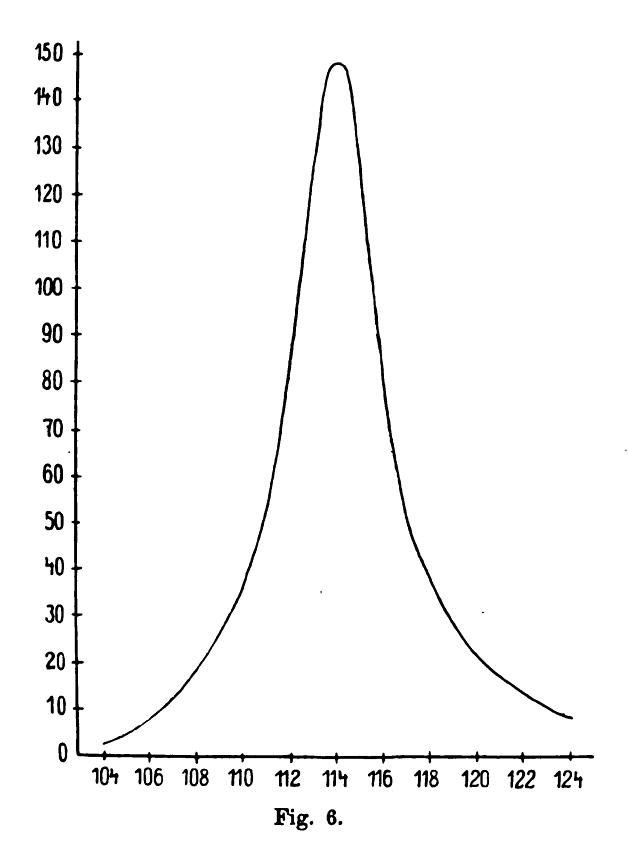



Fig. 6.

Kurve ein Aussehen wie in Fig. 6. Das hieraus berechnete Dekrement ist 0,059. Dieses Dekrement ist aber die Summe der Dekremente $\vartheta_1$ des Primärkreises und $\vartheta_2$ des Meßkreises, und da $\vartheta_2 = 0{,}015$ ist, so wird $\vartheta_1 = 0{,}044$. Ein Schwingungskreis, der aus derselben Kapazität und Selbstinduktion, aber ohne den Wehneltunterbrecher gebildet war, ergab ein Dekrement $\vartheta_1' = 0{,}025$. In dem Falle, da $C/L$ sehr klein

ist, erhält man also Schwingungen, deren Dämpfung nur wenig mehr als die Eigendämpfung des Kreises beträgt.

Anders liegen aber die Verhältnisse, wenn $C/L$ größer wird. Die Resonanzkurve Fig. 7 ist für $C_1 = 9770$ cm, $L_1 = 51130$ cm erhalten.

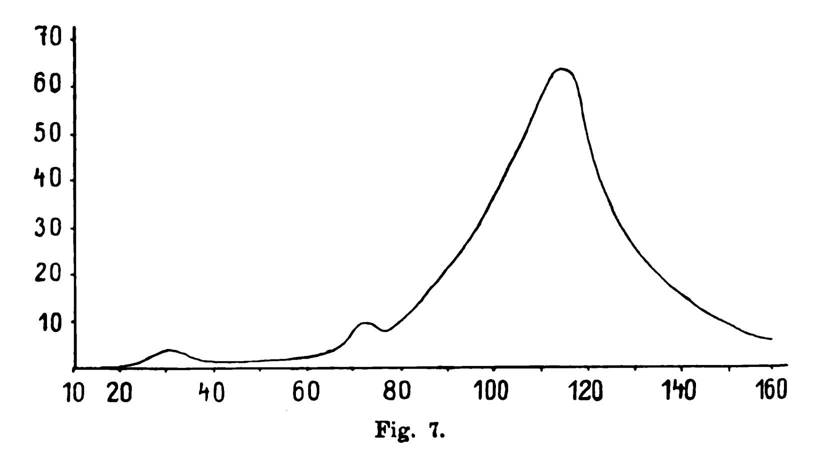



Fig. 7.

Diese Kurve ist bedeutend flacher als die vorige, und die Dämpfung des Primärkreises beträgt hier ca. 0,3. Außerdem erscheinen zwei ausgeprägte Oberschwingungen, von denen die eine 2, die andere $\sqrt{2}$ mal so große Schwingungszahl als die der Grundschwingung besitzt.

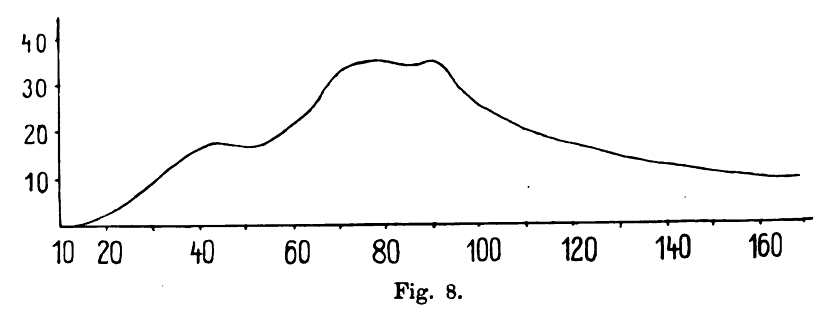



Fig. 8.

Schließlich zeigt Fig. 8 die Resonanzkurve für den Fall, daß die Kapazität groß und die Selbstinduktion klein ist ($C_1 = 40000$ cm, $L_1 = 14730$ cm, $C/L = 2,7$). Hier kann man kaum von einer wirklichen Resonanzkurve sprechen, denn die Flachheit ist noch mehr ausgeprägt als in Fig. 7.

Als Resultat dieser vorläufigen Versuche hat sich also ergeben, daß die Schwingungen, die man in einem zum Wehneltunterbrecher parallel geschalteten Schwingungskreis erhalten kann, sehr stark von dem Verhältnis $C/L$ abhängen. Je kleiner $C/L$ ist, um so weniger gedämpft werden die Schwingungen, so daß das vom Unterbrecher herrührende Zusatzdekrement klein ist. Wenn dagegen $C/L$ ziemlich groß ist, sind die Schwingungen sehr stark gedämpft.

## Die Schwingungen eines sekundären Kreises.

### 1. Versuchsanordnung.

Wie wir bereits gesehen haben, wurde sehr starke Dämpfung erhalten, wenn der Primärkreis aus großer Kapazität und kleiner Selbstinduktion bestand. Die Resonanzkurven für diesen Fall erinnern an die

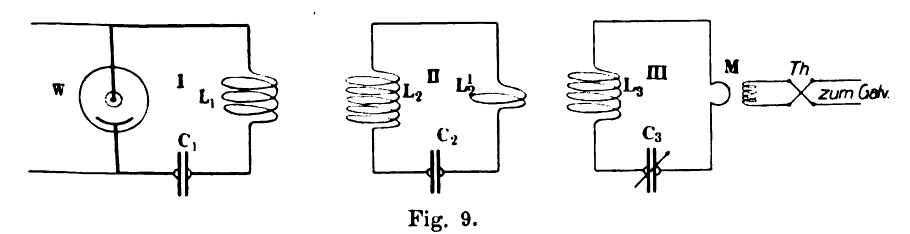



Fig. 9.

Resonanzkurven eines Schwingungskreises, der eine Löschfunkenstrecke enthält. Ich fühlte mich daher veranlaßt, zu untersuchen, ob man nicht einen solchen Schwingungskreis als Primärkreis mit einem dazu gekoppelten sekundären Kreis verwenden könnte. Wenn die Annahme richtig war, daß der Wehneltunterbrecher (für großes $C/L$) als eine Löschfunkenstrecke arbeitet, dann müßten auch in dem Sekundärkreis Schwingungen erhalten werden, deren Konstanten nur von diesem Kreis und wahrscheinlich auch von dem Koppelungsgrad abhängig sein würden.

Die angewandte Versuchsanordnung ist aus Fig. 9 ersichtlich. Die Buchstaben bedeuten hier dasselbe wie in den Figg. 1 und 3. Der primäre Kreis *I* und der Meßkreis *III* sind dieselben wie in Fig. 1, nur wurde hier immer die kleinste Selbstinduktion ($L_1$ = 14730 cm) verwendet. Die Kapazität bestand wie vorher aus Leydenerflaschen oder Papierkondensatoren und konnte in Stufen von je 10000 cm variiert werden. Der Sekundärkreis bestand aus der Kapazität $C_2$ (Leydenerflasche, 1852 cm) und der Selbstinduktion $L_2$ (361820 cm). Dieser Kreis sollte eigentlich kontinuierlich variabel sein, so daß die beiden Kreise genau aufeinander abgestimmt werden konnten. Da ich

aber nur einen einzigen Drehkondensator hatte, mußte ich darauf verzichten; dafür wurden Resonanzkurven bei stufenweiser Variierung von $C_1$ aufgenommen. — Durch eine Windung ($L_2'$, Fig. 9) war der Meßkreis *III* extrem lose mit dem Sekundärkreis gekoppelt.

### 2. Einwirkung der Stiftlänge.

Vorher ist es gezeigt, daß die Stiftlänge des Wehneltunterbrechers von großer Bedeutung für die Schwingungen des Primärkreises war.

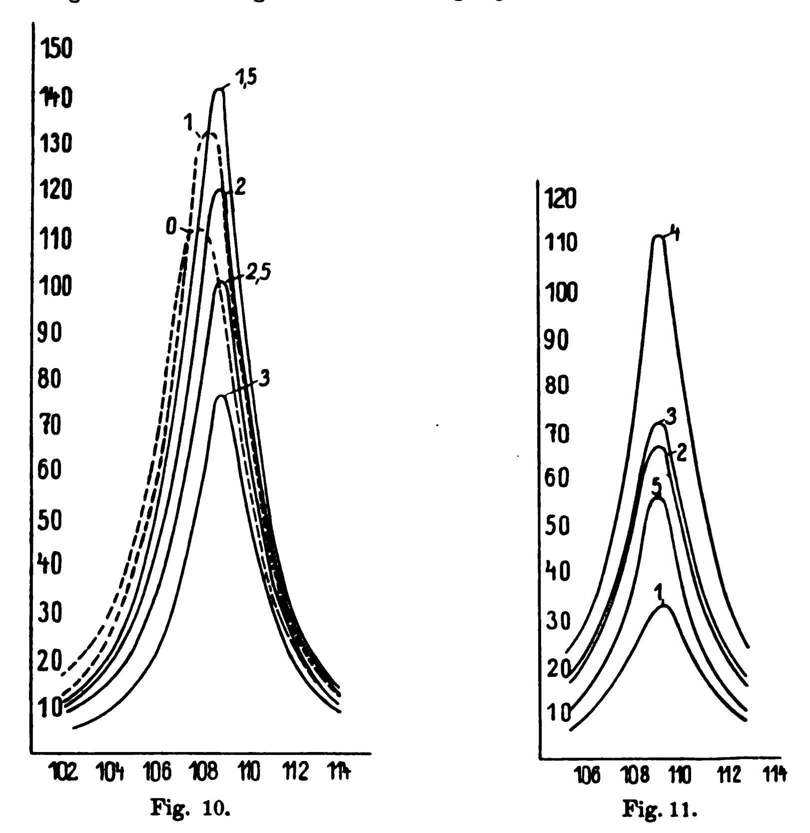



Fig. 10. Fig. 11.

Wie man erwarten konnte, gilt dies auch für den Sekundärkreis, nur noch deutlicher für diesen als für jenen. Resonanzkurven wurden bei verschiedenen Stiftlängen aufgenommen, indem der Stift für jede Aufnahme durch eine halbe Umdrehung gehoben wurde. Die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis wurde konstant und gleich

0,25 gehalten; auch blieb der Abstand zwischen $L_2'$ und $L_3$ (Fig. 9) immer derselbe. In der Fig. 10 sind sämtliche der so erhaltenen Resonanzkurven eingezeichnet. Die bei den Kurven stehenden Zahlen zeigen, wie viele Umdrehungen der Stift gehoben ist. Aus der Figur ergibt sich, daß die Dämpfung, wenn der Stift durch 1,5 Umdrehungen gehoben ist, bei weiterer Umdrehung konstant bleibt. Die aus den Kurven 1,5—3 ermittelte Dämpfung ist genau gleich der Summe der Dämpfungen des Sekundärkreises und des Meßkreises. Die Energie des sekundären Kreises wird aber kleiner, wenn der Stift um mehr oder weniger als 1,5 Umdrehungen gehoben wird. Im letzten Fall wird auch die Dämpfung vergrößert.

### 3. Die Einwirkung der primären Kapazität.

Aus dem Aussehen der Resonanzkurve für den Primärkreis war zu vermuten, daß eine genaue Abstimmung der beiden Kreise nicht nötig war. Um aber die Einwirkung der primären Kapazität zu studieren, wurden Resonanzkurven bei verschiedenen Werten von $C_1$ aufgenommen. Die Anordnung war übrigens dieselbe wie die in dem letzten Abschnitt erwähnte. In Fig. 11 sind die so erhaltenen Kurven wiedergegeben, und zwar war bei der Kurve 1 $C_1 = 30000$ cm, bei 2 $C_1 = 40000$ cm, bei 3 $C_1 = 50000$ cm, bei 4 $C_1 = 0{,}08$ MF. und bei der Kurve 5 $C_1 = 0{,}16$ MF. Die Kapazitäten von 0,08 und 0,16 MF. waren Papierkondensatoren, die übrigen Leydenerflaschen. Die Stiftlänge am Wehneltunterbrecher war auf „kritische Länge" einreguliert.

Aus den Kurven (Fig. 11) ergibt sich, daß die Energieübertragung immer größer wird, wenn $C_1$ von 30000 cm bis 72000 cm wächst; dann wird sie wieder kleiner. Die Berechnung ergibt jedoch, daß Resonanz der beiden Kreise bei $C_1 = 45\,500$ cm eintreten sollte. Da aber die Wirkung am kräftigsten bei $C_1 = 0{,}08$ MF. war, wurde dann später immer diese Kapazität verwendet. — Die Koppelung zwischen den beiden Kreisen *I* und *II* war ca. $14\,^0/_0$.

### 4. Die Resonanzkurven des Sekundärkreises bei verschiedenen Koppelungen.

Zuletzt wurde die Einwirkung der Koppelung untersucht. Dies geschah in der Weise, daß Resonanzkurven bei verschiedenen Koppelungen aufgenommen wurden. Zuerst wurde dann die Stiftlänge des Wehneltunterbrechers auf „kritische Länge" einreguliert und darauf acht gegeben, daß die Stärke des Gleichstromes immer konstant blieb. — Die Koppelung war zwischen 0 und $65\,^0/_0$ stetig variabel.

Fig. 12 zeigt die erhaltenen Resonanzkurven. Sie lassen erkennen, daß wenn die Koppelung von 0 bis 25 $^0/_0$ wächst, die Dämpfung konstant bleibt und gleich der Summe der Dämpfungen von den Kreisen *II* und *III* ist. Wenn dagegen die Koppelung fester wird, vergrößert sich die Dämpfung. Es gibt also einen günstigsten Koppelungsgrad, der hier bei ca. 25 $^0/_0$ liegt. Bei stärkerer Koppelung wird die Dämpfung erhöht; ich habe dagegen niemals das Auftreten von Koppelungsschwingungen selbst bei den stärksten Koppelungen bemerkt.

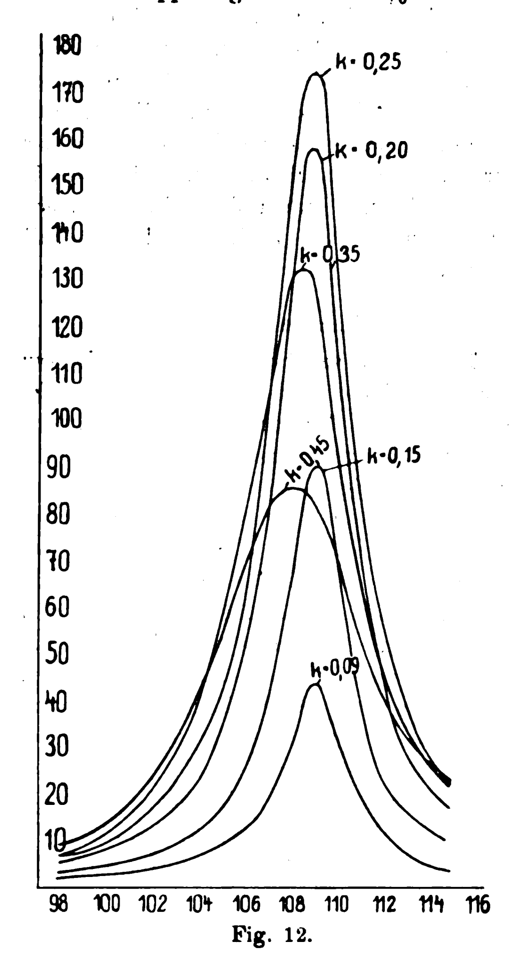


Fig. 12.

Es ist also gelungen, durch sehr einfache Mittel recht kräftige und beinahe ungedämpfte Schwingungen zu erzeugen. Wie ich jedoch bereits mehrmals hervorgehoben habe, darf die hier mitgeteilte Untersuchung nur als eine vorläufige betrachtet werden. Es sind noch manche Fragen offen, deren Beantwortung erst nach eingehenderen Untersuchungen möglich ist. Diese sind zum Teil bereits begonnen und werden demnächst mitgeteilt.

Lund, Physikalisches Institut der Universität, im Mai 1914.

(Eingesandt 4. Juni 1914.)

Adresse des Autors: Lund (Schweden), Karl XI g. 9.

# Der Schwingungskreis niedriger Frequenz in der Funkentelegraphie.

(The Low-Frequency Circuit in Spark Telegraphy.)

Von **L. B. Turner,** M. A.

(Engineer-in-Chief's Office, Post Office, London).

## Arten drahtloser Sender.

Die verschiedenen praktischen Systeme der drahtlosen Telegraphie lassen sich in zwei Hauptklassen einteilen, je nachdem die Hochfrequenzschwingungen mit Hilfe eines Lichtbogens oder einer Funkenentladung erzeugt werden. Die Berechtigung dieser ersten Einteilung liegt nicht in der Natur der verwendeten Apparate begründet, sondern in der Art der Energiestrahlung seitens der Antenne. Beim Lichtbogensender ist die Antenne der Sitz von Hochfrequenzschwingungen, deren Amplitude (nach den ersten paar Hundertmillionstelsekunden) merklich konstant ist, so lange man den Taster heruntergedrückt hält, und somit ist auch die ausgestrahlte Energie konstant. Beim Funkensender hingegen wird die Energie sozusagen stoßweise ausgestrahlt, und wenn auch theoretisch die Energie niemals vollkommen auf Null sinkt, so ist doch während eines Teiles — und gewöhnlich während des bei weitem größeren Teiles — der Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen ihr Wert merklich gleich Null.

Figur 1 zeigt schematisch die wesentlichen Bestandteile fast aller praktischen Funkensender. *A* ist die Antenne, in der Hochfrequenzschwingungen (gewöhnlich von $10^5$ bis $10^6$ Perioden in der Sekunde) erzeugt werden sollen. Sie ist mit dem Funkenkreis gekoppelt, der eine Selbstinduktion *B*, einen Kondensator *C* und eine Funkenstrecke *D* hintereinander geschaltet enthält. *E* ist ein Hochspannungstransformator, dessen Primäre aus irgendeiner Stromquelle niedriger Frequenz gespeist wird.

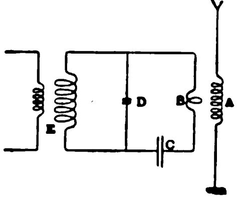



Fig. 1.

Die Funkensender kann man in 1. gelöschte und 2. ungelöschte einteilen, und jede dieser Arten läßt sich weiter unterteilen, je nachdem die Funkenstrecke feststeht oder rotiert. Aber ob nun die Funkenstrecke und die Koppelung zwischen *A* und *B* für gelöschte oder für

ungelöschte Funken eingerichtet sind, und ob die Funkenstrecke aus feststehenden Elektroden besteht oder aus Elektroden, die sich gegeneinander bewegen, für die Zwecke der vorliegenden Abhandlung ist die nachstehende Übersicht über die dabei mitspielenden Vorgänge ausreichend. Die Sekundäre des Umformers $E$ lädt den Kondensator $C$, bis dessen Potentialdifferenz die Funkenstrecke bei $D$ durchschlägt; darauf entsteht dann im Schwingungskreise $BCD$ ein Zug von Hochfrequenzschwingungen. Während dieses Wellenzuges wird die Energie, die ihren Sitz in dem geladenen Kondensator hatte, dank der zwischen dem Schwingungskreise $BCD$ und der Antenne $A$ bestehenden Koppelung von ersterem auf letztere übertragen, und von dieser aus wird dann ein Teil dieser Energie der Empfangsstation zugestrahlt.

Wir sehen somit, daß das unterscheidende Merkmal der Funkensysteme darin besteht, daß der Schwingungszustand in den einzelnen Kreisen sich beständig ändert; die Schwingungen klingen ab und werden von neuem erregt. Wenn wir noch hinzufügen, daß die Dauer der Schwingung in der Funkenstrecke bei einem ungelöschten Sender, dessen Wellenlänge nicht außerordentlich groß ist, sehr klein ist — bei einer Wellenlänge von 600 m sicherlich kleiner als $10^{-4}$ Sekunde — und daß sie bei allen gelöschten Funkensendern noch kleiner ist, so haben wir damit den Funken, als Teil des Hochfrequenzkreises betrachtet, erledigt und können dazu übergehen, ihn im Zusammenhang mit niedriger Frequenz zu betrachten.

## Funkenfrequenz.

In den letzten paar Jahren hat sich in der Praxis der drahtlosen Telegraphie eine starke Bewegung dahin geltend gemacht, von niedrigen Funkenfrequenzen zu hohen überzugehen. Die gebräuchlichen Frequenzen bewegen sich zwischen etwa 20 und 1000 Funken in der Sekunde, zwischen den gemächlichen Funken des Eiffelturmes und anderer französischer Stationen, deren Funken man beinahe mit dem Ohr zählen kann, und dem pfeifenden Ton der neueren Telefunkenstationen. Zur Zeit des Kohärerempfängers hatte man richtig erkannt, daß die Reichweite einer Station nur von der dem einzelnen Funken zugehörigen Energie abhing, und die Pause zwischen den Funken war damals nur durch die Notwendigkeit beschränkt, mindestens einen Funken in der für einen Morsepunkt erforderlichen Zeit zu gewährleisten. Als indessen der Kohärer durch Gleichrichter und Telephon

ersetzt wurde, war die richtige Funkenfrequenz nicht so leicht zu bestimmen. Zunächst war es für die bequeme Unterscheidung zwischen Punktintervall und Funkenintervall durch das Ohr notwendig, mehrere Funken für einen Punkt zu erhalten; in zweiter Linie war dann die Möglichkeit irgendwelcher integrierender Wirkung von einem Funken zum anderen in Betracht zu ziehen.

Man kann sich nur schwer vorstellen, daß bei unregelmäßigem Funkenübergang, oder selbst bei regelmäßigem Funkenübergang, wenn die Telephonmembran nicht zufällig oder absichtlich auf die Funkengeschwindigkeit abgestimmt ist, im Telephon irgend ein Integraleffekt erfolgen kann; es ist aber in hohem Grade wahrscheinlich, daß im Hörenden selbst irgendein derartiger Effekt tatsächlich erfolgt[1]. In der Tat wird jeder, der Punkte aus einzelnen Funken — beispielsweise die vom Eiffelturm zum Zwecke der Längenbestimmung ausgesandten — mit den bei heruntergedrückt gehaltenem Taster gegebenen Signalen verglichen hat, die Bemerkung gemacht haben, daß letztere weit lauter zu sein scheinen als erstere.

Mit dem Auftreten der Sender mit tönenden Funken, in denen man durch besondere Vorkehrungen bewirkt, daß die Funken in genau gleichen Zeitintervallen aufeinander folgen, wird die Frage nach der Funkenfrequenz noch dringender. Kelvin hat vor vielen Jahren gezeigt, wie stark die Stromstärke eines Wechselstromes, der beim Durchfließen eines Telephones einen gerade eben hörbaren Ton hervorbringt, mit zunehmender Schwingungszahl abnimmt; diese Ergebnisse Kelvins sind seither von anderen Forschern bestätigt und erweitert worden[2]. Die Kurve in Fig. 2 ist einer neueren Untersuchung von

1) William James stellt das Gesetz auf, daß „ein Reiz, der an sich nicht ausreichen würde, ein Nervenzentrum zu wirksamer Entladung anzuregen, durch Zusammenwirken mit einem oder mehreren anderen (an sich allein gleichfalls unzureichenden) Reizen die Entladung zuwege bringen kann". — Principles of Psychology, Bd. 1, S. 82.

2) Diese Versuche werden gewöhnlich so angeführt, als täten sie die gesteigerte Empfindlichkeit des Telephons dar. In Wirklichkeit wurde bei den Versuchen die Stromstärke oder die Potentialdifferenz gemessen, die den schwächsten hörbaren Ton hervorbrachte, und die große Abnahme bei den höheren Schwingungszahlen kann gerade so gut den physiologischen Eigenschaften des Ohres zugeschrieben werden wie den mechanischen und elektrischen Eigenschaften der Telephone. So weit, wie diese Versuche gehen, und für praktische Zwecke sind Ohr und Telephon nicht voneinander zu trennen, und wir können nicht jedem von ihnen einzeln seinen Anteil an der Änderung der Empfindlichkeit geben.

Austin[1]) entnommen, die ein Paar Telephone mit hohem Widerstand (800 Ohm) bei annähernd sinusförmigem Strom betrifft.

Da die Impedanz mit der Frequenz zunimmt, muß die Abnahme der gerade eben hörbaren Stromstärke noch stärker ausgeprägt sein als die durch die Kurve wiedergegebene Abnahme der Potentialdifferenz. Ferner wächst bei zunehmender Frequenz der Widerstand rascher als die Impedanz[2]), so daß die Abnahme der gerade noch hörbaren Energie gleichfalls stärker ausgeprägt sein muß als die der Potentialdifferenz. Es ist klar, daß man vom Standpunkte der Stromstärke wie vom Standpunkte der Energie — und es ist zweifelhaft, welcher uns bei den Telephonen eines Empfängers für drahtlose Telegraphie mehr angeht — mit Recht von der Einführung eines musikalischen Tones von großer Tonhöhe einen sehr großen Gewinn hat erwarten dürfen.

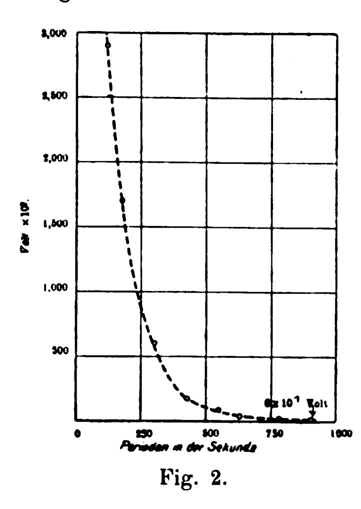



Fig. 2.

Die Telefunkengesellschaft benutzt jetzt durchgängig einen Ton von 1000 Schwingungen in der Sekunde, und die Marconigesellschaft hat gleichfalls musikalische Töne angenommen, wenn auch etwas tiefere. Trotz des auffallend steilen Verlaufes der Kurve in Fig. 2 hat man indessen die erwartete große Steigerung der Reichweite nicht erzielt. Austin hat kürzlich einige sehr interessante Untersuchungen angestellt[3]), bei denen er gleichzeitig die empfangene Stromstärke und die Schallstärke der empfangenen Signale beobachtet hat, die seitens verschiedener Stationen mit verschiedenen, musikalischen und nichtmusikalischen, Sendertypen ausgingen. Austin kommt zu dem Schlusse, daß die Empfindlichkeit der Telephone im Empfänger für drahtlose Telegraphie, einerlei ob die Funkenfrequenz niedrig oder hoch ist, nicht viel geringer ist als die Empfindlichkeit bei Speisung mit einem sinus-

1) L. W. Austin, On the Advantages of a High Spark Frequency in Radio-Telegraphy. Bull. Bur. Stand 5, 1908.

2) Siehe auch K. W. Wagner, Über die Verbesserung des Telephons. Elektrot. Ztschr. 1911, S. 4.

3) L. W. Austin, Jahrb. 5, 298, nach: Journ. of the Washington Ac. of Sc., 19. Juli 1911.

förmigen Strom von 900 Perioden in der Sekunde wie bei den Versuchen, deren Ergebnisse in Fig. 2 dargestellt sind.

Nichtsdestoweniger bleibt trotz des scheinbaren Mißerfolges des musikalischen Tones in bezug auf eine starke Steigerung der Empfindlichkeit der Empfangstelephone seine sehr wertvolle unterscheidende Individualität bestehen. Bei einem ziemlich hohen musikalischen Tone kann der Horchende viel leichter seine Aufmerksamkeit auf die Signale richten, die er aufnehmen will, und diese von anderen Tönen unterscheiden, mögen diese nun örtlichen oder atmosphärischen Ursprungs sein. Obschon also die Einführung des musikalischen Tones nicht alles geleistet hat, was man von ihr hatte erwarten dürfen, so steht doch fest, daß der moderne Sender Funken verwenden wird, die einander in gleichen kurzen Pausen folgen, und daß weder die unregelmäßige Funkenfolge der gewöhnlichen feststehenden Funkenstrecke, noch die langsame Funkenfolge der französischen Stationen Aussicht hat, in wichtigen neu einzurichtenden Stationen wieder angewandt zu werden. Aus diesem Grunde ist bei der Untersuchung des Schwingungskreises niedriger Frequenz das Hauptinteresse mit der Funkenfrequenz von einem Funken in jeder Halbperiode der Wechselstromquelle verbunden.

## Von einer Wechselstromquelle geladener Kondensator.

Die Aufladung eines Kondensators von einer Wechselstromquelle aus in einem Kreise, der eine Selbstinduktion enthält, ist ein Fall des Angreifens einer periodischen Kraft an einem System, das mit einer eigenen Periode zu schwingen vermag, und in dem daher erzwungene und freie Schwingungsvorgänge auftreten. Bei den gewöhnlichen Arbeiten mit Wechselstromleistung ist die Behandlung von Schwingungskreisen mit Selbstinduktion und Kapazität einfach, weil wir es da gewöhnlich nur mit dem stationären Zustande zu tun haben, wo die freie Schwingung abgeklungen ist und nur die erzwungene übrig bleibt. Aber in einem Funkensender wird jedesmal, wenn ein Funke auftritt, der Kondensator in Wirklichkeit momentan kurzgeschlossen, und der Ladungsvorgang beginnt von neuem. Wenn nun die Funken in jeder Halbperiode (oder selbst in beträchtlich größeren Pausen) auftreten, so wird der stationäre Zustand niemals erreicht, und die Anfangsbedingungen verlieren niemals ihre Bedeutung. Wenn ferner der Kondensator nicht unmittelbar mit der speisenden Stromquelle verbunden ist, sondern durch Vermittelung eines Umformers geladen wird,

so sind zwei unabhängige Schwingungskreise vorhanden, und die Analyse wird noch komplizierter.

Wir wollen den allgemeinen Fall betrachten, daß ein Kondensator von einer Stromquelle mit sinusförmiger E.M.K. durch einen Umformer

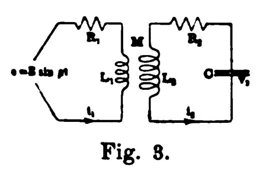



Fig. 3.

in der Weise geladen werde, wie es Fig. 3 zeigt[1]). Wenn $i_1$ und $i_2$ die jeweiligen Werte der Primärstromstärke bzw. der Sekundärstromstärke sind, und $v_2$ die jeweilige Potentialdifferenz des Umformers ist, so sind offenbar die Potentialgleichungen für die beiden Kreise:

$$\left.\begin{aligned} R_1 i_1 + \frac{L\,d\,i_1}{d\,t} + \frac{M\,d\,i_2}{d\,t} &= e = E \sin p\,t \\ R_2 i_2 + \frac{L\,d\,i_2}{d\,t} + \frac{M\,d\,i_1}{d\,t} + v_2 &= 0 \\ i_2 &= C\frac{d\,v_2}{d\,t} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Wenn wir eine allgemeine Lösung dieser Gleichungen für irgendeine Gruppe von Anfangsbedingungen erhalten könnten (z. B. für $i_1 = i_2 = 0$ bei $t = 0$), so würden wir die Werte von $i_1$, $i_2$ und deren Derivierten in jedem Augenblick kennen. Beispielsweise könnten wir sehen, wie die Potentialdifferenz $v_2$ des Kondensators mit der Zeit zunimmt, und welches die Beziehungen zwischen den Konstanten $p$, $R$, $L$, $M$, $C$ für irgendeine besonders wünschenswerte Ladung des Kondensators sind. Der allgemeine Fall ist indessen für eine Behandlung viel zu kompliziert, und wir müssen unbedingt verschiedene Näherungsannahmen machen, um mit einzelnen Sonderfällen fertig zu werden. Der Gegenstand ist von einer Anzahl Verfassern ausführlich behandelt worden, und zwar haben diese ihr Interesse auf den Resonanzumformer in seiner Anwendung auf die drahtlose Telegraphie konzentriert.

1) Ich benutze durchweg dieselben Symbole und ändere die Ausdrücke anderer Verfasser dementsprechend um.

**Auf den stationären Zustand beschränkte Behandlung.**

Es läßt sich nachweisen, daß der Ausdruck für die Potentialdifferenz des Kondensators von der Form

$$v_2 = V_2\, e^{-\alpha t} \sin (q\, t - \varphi) + V_2 \sin (p\, t - \theta) \tag{2}$$

ist, wo das erste Glied die gedämpfte freie Schwingung ist, die mit der Zeit abklingen und die durch das zweite Glied dargestellte erzwungene Schwingung übrig lassen wird. Seibt[1]), der anscheinend zuerst die Theorie der Resonanzwirkung in umfassender Weise entwickelt hat, vernachlässigt das erste Glied des vorstehenden Ausdruckes und behandelt somit nur den stationären Zustand, dem wir uns nähern, wenn keine neuen störenden Verhältnisse eintreten. Da er die vor Erreichung des stationären Zustandes herrschenden Verhältnisse nicht untersucht, so genügt seine Arbeit für den Fall häufiger Funken nicht.

Seibt erhält die folgenden nützlichen Beziehungen zwischen der maximalen Potentialdifferenz $V_2$ des Kondensators und der angelegten Potentialdifferenz $E$:

$$\left.\begin{aligned} E = \frac{V_2}{M}\Big[L_1 + C\{R_1 R_2 - p^2 (L_1 L_2 - M^2)\}] + \\ + \sqrt{-1}\left\{p\, C(L_2 R_1 + L_1 R_2) - \frac{R_1}{p}\right\}\Big] \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Wenn

$$R_1 = R_2 = 0$$

wird, so wird diese Beziehung zu:

$$E = \frac{V_2}{M}[L_1 - p^2\, C(L_1 L_2 - M^2)] \tag{4}$$

Dieser Umstand lehrt, daß so lange $R_1$ und $R_2$ genügend klein sind, um die natürliche Periode der Schwingung nicht ernstlich zu beeinflussen, $V_2/E$ ein Maximum wird, wenn

$$L - p^2\, C(L_1 L_2 - M^2) = 0 \tag{5}$$

wird, das heißt, wenn die Periode $T$ der angelegten E.M.K. $\left(T = \frac{2\pi}{p}\right)$

$$T = 2\pi \sqrt{C L_2 (1 - k^2)} \tag{6}$$

ist, wenn wir $k$ an Stelle des Koppelungskoeffizienten $\sqrt{\frac{M}{L_1 L_2}}$

1) G. Seibt, Über Resonanzinduktoren und ihre Anwendung in der drahtlosen Telegraphie, Elektrot. Ztschr. 1904, S. 14. Ein durch diese Veröffentlichung wachgerufener Briefwechsel zeigt, daß die Telefunkengesellschaft ihre Aufmerksamkeit bereits der Resonanzwirkung zugewandt hatte.

schreiben. Dies ist die Bedingung dafür, daß die Periode der angelegten E.M.K. gleich der natürlichen Periode des Systems ist, und ist bekanntlich die Resonanzbedingung. Wenn wir die Gleichungen (3) und (5) miteinander kombinieren, so können wir zu einem Ausdruck für die maximale Potentialdifferenz gelangen, die der Kondensator erreichen wird, wenn kein Funken auftritt.

Der stationäre Zustand wird auch in Arbeiten über den Resonanzumformer von Benischke[1]) und von Breitfeld[2]) behandelt, sowie zum größten Teile in Arbeiten von Bethenod[3]) und von Glage[4]). Eine umfangreiche Arbeit von Blondel[5]) umfaßt indessen auch den nicht stationären Zustand; in dieser Arbeit sind zahlreiche oszillographische Aufzeichnungen wiedergegeben, aber die ganze Behandlung ist mit Absicht mehr qualitativ als quantitativ.

### Äquivalenter einfacher Schwingungskreis für den Fall $R_1 = 0$.

Glage zeigt, daß man unter Vernachlässigung des primären Widerstandes $R_1$ die Gleichung für die Sekundärstromstärke in der Form

$$\frac{d^2 i_2}{d t^2} + \frac{2 a\, d i_2}{d t} + q^2 i_2 = A \sin (p t - \theta)$$

schreiben kann, wo

$$\left.\begin{aligned} 2a &= \frac{R_2}{L_2 (1 - k^2)} \\ q^2 &= \frac{1}{C L_2 (1 - k_2{}^2)} \\ A &= E \frac{p k}{\sqrt{L_1 L_2 (1 - k^2)}} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

ist. Dies ist die Form der Gleichung für die Stromstärke in einem einfachen Schwingungskreise, dessen natürliche Periode $2\pi/q$ ist, und

1) G. Benischke, Der Resonanz-Transformator, Elektrot. Ztschr. 1907, S. 25.

2) C. Breitfeld, Der Resonanz-Transformator, Elektrot. Ztschr. 1907, S. 625.

3) J. Bethenod, Sur le Transformateur à Résonance. Éclair. Él. **61**, 1907.

4) G. Glage, Neue Methoden zur Ladung von Kondensatorkreisen, Jahrb. **1**, 191, 1907.

5) A. Blondel, Sur . . . et sur le Réglage des Transformateurs à Résonance, Éclair. Él. **61**, 1907. Besonders lehrreich sind die paar letzten Seiten dieser Arbeit mit der Überschrift: „Principes de Construction des Transformateurs à Résonance“.

dessen Dämpfungsexponent $a$ ist, wenn er durch eine angelegte E.M.K. von der Periode $2\pi/p$ erregt wird; es ist das genaue Analogon zu der gedämpften erzwungenen harmonischen Bewegung, der wir in der Mechanik so häufig begegnen. Diese Ausdrücke (7) lehren, daß Resonanz auftritt, wenn, wie in Gleichung (6)

$$T = 2\pi \sqrt{C L_2 (1 - k^2)}$$

ist, und daß der Dämpfungsexponent proportional $R_2$ ist und mit abnehmendem Koppelungskoeffizienten $k$ abnimmt. Da aber $A$ gleichfalls abnimmt, so gibt es einen gewissen Wert von $k$, bei dem sich der Kondensator auf das höchste Potential aufladen wird. In Sendern mit langsamer Funkenfolge liegt der beste Wert von $k$ gewöhnlich in der Nähe von 0,4, so daß also die Koppelung weit davon entfernt ist, vollkommen fest zu sein ($k = 1$).

### Der Fall eines Funkens in jeder Halbperiode.

In dem System mit langsamer Funkenfolge, wo man sich dem stationären Zustande mehr oder minder dicht nähert, ehe der Funken auftritt, ermöglicht es die Resonanzanordnung einer kleinen E.M.K. $E$, dadurch daß sie während einer großen Anzahl von Schwingungen wirkt, die Schwingungen im Kondensator aufzubauen — gerade so, wie ein kleines Kind durch schwache, aber zeitlich richtig verteilte Stöße seinen Gespielen hoch in die Luft schaukeln lassen kann —, bis schließlich die Durchbruchspotentialdifferenz erreicht wird und die langsam angehäufte Energie sich plötzlich durch die Funkenstrecke entlädt. Auf diese Weise kann man Funkensender recht ökonomisch mit einem nur alle 20 bis 30 Perioden auftretenden Funken betreiben. Aber der Widerstand muß, wie wir aus den Gleichungen (3) und (7) ersehen können, klein gehalten werden — es ist für das Kind notwendig, daß die Angeln der Schaukel gut geölt sind. Ich habe aber erklärt, daß die Untersuchung, die wir hier verfolgen, hauptsächlich auf den Fall gerichtet ist, in dem in jeder Halbperiode ein Funken übergeht, und in diesem Falle verschwindet die Notwendigkeit für die relativ lose Koppelung und den sehr geringen Widerstand, — wenn die Schaukel bei der ersten Verschiebung zu ihrer vollen Höhe getrieben werden soll, so macht es wenig aus, ob die Angeln rostig oder gut geölt sind. In unserem Falle kommt auch nur die Verwendung eines Umformers mit geschlossenem Kern von der gewöhnlichen käuflichen Form in Frage, in dem die magnetische Streuung zu vernachlässigen ist. Wir sind

daher in der Lage, die folgenden vereinfachenden Einschränkungen festzulegen: 1. Die Magnetisierungsstromstärke ist gegenüber der Arbeitsstromstärke zu vernachlässigen; und 2. Die Schwingungskreise haben einen geringen Widerstand. Unser Fall ist in der Tat ein Sonderfall, der von den allgemeineren Untersuchungen Blondels mit umfaßt wird, und ließe sich zweifellos als solcher behandeln; die durch die beiden vorstehenden Bedingungen eingeführte Vereinfachung ist aber so groß, daß es besser ist, von Anfang an zu beginnen.

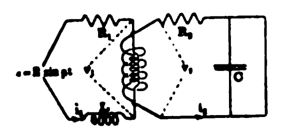


Fig. 4.

Die Anordnung also, die wir nunmehr zu untersuchen haben, ist die in Fig. 4 dargestellte, wo $\varrho$ das Verhältnis der Windungszahlen in der sekundären und der primären Wickelung des Umformers ist, und wo $v_1$ und $v_2$ die primäre bzw. die sekundäre Potentialdifferenz des Umformers sind. Der Bequemlichkeit halber betrachten wir die Widerstände als gänzlich außerhalb der Umformerwickelungen liegend. Für den Sekundärkreis ist

$$v_2 = R_2 i_2 + \frac{Q}{C}$$

wo

$$Q = \text{Ladung auf dem Kondensator}$$

ist. Mithin ist

$$\frac{d v_2}{d t} = \frac{R_2 d i_2}{d t} + \frac{i_2}{C}$$

folglich

$$\frac{\varrho d v_1}{d t} = \frac{R_2}{\varrho} \frac{d i_1}{d t} + \frac{i_1}{\varrho C} \tag{8}$$

Für den Primärkreis ist

$$L \frac{d i_1}{d t} + R_1 i_1 + v_1 = e = E \sin p t$$

Wenn wir diese Gleichung differenzieren und aus Gleichung (8) substituieren, so erhalten wir:

$$\frac{L d^2 i_1}{d t^2} + \left(R_1 + \frac{R_2}{\varrho}\right) \frac{d i_1}{d t} + \frac{i_1}{\varrho^2 C} = p E \cos p t$$

## Äquivalenter Schwingungskreis ohne Umformer.

Hierfür dient genau die Gleichung, die wir erhalten haben würden wenn an Stelle des Umformers eine Kapazität $\varrho^2 C$ und ein Widerstand $\frac{1}{\varrho^2} R_2$ vorhanden gewesen wären, wie in Fig. 5. Wir können somit diesen einfachen Schwingungskreis zweckmäßig als Ersatz für die tatsächliche Anordnung auffassen, wenn wir uns gegenwärtig halten,

Fig. 5.

daß die Potentialdifferenz am wirklichen Kondensator stets das $\varrho$-fache der Potentialdifferenz an dem idealen Kondensator der Fig. 5 ist. Wenn wir $i$ statt $i_1$ und $R$ statt $\left(R_1 + \frac{1}{\varrho^2} R_2\right)$ schreiben, so ist die Anordnung die der Fig. 6, und die ihr zukommende Gleichung ist:

$$\frac{L\,d^2 i}{d t^2} + \frac{R\,d i}{d t} + \frac{i}{\varrho^2 C} = p\,E \cos p\,t \tag{9}$$

Die Lösung dieser Gleichung ist bekannt als

$$i = A \sin (p\,t - \theta) + B e^{-\alpha t} \sin (q\,t - \varphi) \tag{10}$$

wo

$$A = \frac{E}{\sqrt{\left[p\,L - \frac{1}{p\,\varrho^2 C}\right]^2 + R^2}}$$

$$\theta = \operatorname{tang}^{-1} \frac{p\,L - \frac{1}{p\,\varrho^2 C}}{R}$$

$$\alpha = \frac{R}{2L}$$

$$q = \sqrt{\frac{1}{L\,\varrho^2 C} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

oder angenähert $q = \sqrt{\frac{1}{L\,\varrho^2 C}}$ wenn $R$ gegenüber $2\sqrt{\frac{L}{\varrho^2 C}}$ zu ver-

nachlässigen ist, und $B$ und $\varphi$ durch die Anfangsbedingungen bestimmt sind.

Für Resonanz gilt

$$p = q = \sqrt{\frac{1}{L\varrho^2 C}} \tag{11}$$

mithin

$$A = \frac{E}{R}$$

und

$$\theta = 0$$

so daß Gleichung (10) zu

$$i = \frac{E}{R} \sin p t + B e^{-\alpha t} \sin (p t - \varphi) \tag{12}$$

wird.

Wenn wir als Anfangsbedingung annehmen, daß die Stromstärke Null ist, wenn die E.M.K. Null ist[1]), so ist zur Zeit $t = 0$:

$$e = 0$$
$$i = 0$$

und folglich

$$\frac{di}{dt} = 0$$

Mithin erhalten wir durch Einsetzen in Gleichung (10) und deren erstes Differential:

$$B = -\frac{E}{R}$$

und

$$\varphi = 0$$

Dann ist

$$i = \frac{E}{R} \sin p t (1 - e^{-\alpha t})$$

Wenn wir $e^{-\alpha t}$ entwickeln und höhere Potenzen von $\alpha t$ als die erste vernachlässigen[2]), so erhalten wir:

---

1) Es läßt sich zeigen, daß dies die tatsächliche Bedingung ist, wenn ein Funke in jeder Halbperiode in dem Augenblick auftritt, wo der Kondensator die maximale Potentialdifferenz hat.

2) Da der Funke übergeht, wenn $t = \frac{\pi}{p}$ ist, so wird $\alpha t$ niemals größer als $\frac{\pi R}{2}\sqrt{\frac{\varrho^2 C}{L}}$.

$$i = \frac{E}{R} \alpha t \sin p t$$

$$i = \frac{E}{2L} t \sin p t \qquad (13)$$

Da Gleichung (13) $R$ nicht enthält, so ist es klar, daß während der betrachteten Halbperiode vor dem Auftreten eines Funkens und dem Wiederbeginn des Vorganges die Stromstärke merklich unabhängig von $R$ ist, vorausgesetzt daß $R$ gegenüber $2\sqrt{\frac{L}{\varrho^2 C}}$ zu vernachlässigen ist. Im folgenden werden $R_1$ und $R_2$ vernachlässigt.

Wir haben nunmehr gefunden, daß die Bedingung für Resonanz, nach Gleichung (11)

$$q^2 L \varrho^2 C = 1$$

und die Stromstärke, nach Gleichung (13)

$$i = \frac{E}{2L} t \sin p t$$

ist. Wir gehen nun dazu über, die Potentialdifferenz des Kondensators zu bestimmen und gewisse andere Berechnungen auf Grund des für $i$ gefundenen Ausdruckes vorzunehmen.

## Potentialdifferenz des Kondensators.

Wenn $v$ die momentane Potentialdifferenz des idealen Kondensators (Fig. 6) ist, so ist

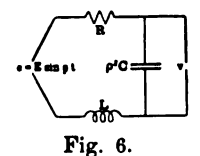



Fig. 6.

$$\left.\begin{aligned} v &= e - L\frac{di}{dt} = \\ &= E \sin p t - \frac{E}{2}(\sin p t + p t \cos p t) = \\ &= \frac{E}{2}(\sin p t - p t \cos p t) \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

Im Augenblick des Funkenüberganges ist

$$p\,t = \pi$$

mithin ist die wirkliche Funkenpotentialdifferenz

$$\varrho\,V = \frac{\pi}{2}\,\varrho\,E \tag{15}$$

### Kurven der Stromstärke und der Potentialdifferenz.

Die Stromstärke nach Gleichung (13) und die Potentialdifferenz des Kondensators nach Gleichung (14) sind in Fig. 7 graphisch dargestellt. Die ausgezogene Kurve bezieht sich auf die E.M.K. $e$. Die gestrichelte Kurve zeigt die Stromstärke $i$; diese Kurve setzt horizontal ein, hat eine maximale Neigung bei $p\,t = 62^0$, die größte Ordinate $\frac{0{,}91\,E}{p\,L}$ bei $p\,t = 116^0$, und sinkt bei $p\,t = 180^0$ mit einer Neigung $\frac{d\,i}{d\,t} = -\frac{\pi E}{2\,L}$ auf Null. Die aus Punkten und Strichen zusammengesetzte Kurve zeigt die Potentialdifferenz des Kondensators; sie beginnt gleichfalls horizontal und ist wiederum horizontal mit dem Werte $\frac{\pi\,E}{2}$, wenn der Funke bei $p\,t = 180^0$ übergeht. Beim Auftreten des Funkens wird der Kondensator plötzlich entladen, und die Kurve der Potentialdifferenz fällt merklich senkrecht auf Null. Der ganze Vorgang wiederholt sich dann in umgekehrter Richtung.

### Potentialdifferenz an den Klemmen des Generators.

Die E.M.K. $e$ kann von einem großen Kraftnetz geliefert werden, dessen Selbstinduktion zu vernachlässigen ist. In diesem Falle besteht $L$ nur aus der absichtlich eingeschalteten Selbstinduktion. Häufiger erfolgt die Speisung seitens eines kleinen Generators, dessen Selbstinduktion nicht zu vernachlässigen ist. In diesem Falle liegt ein Teil von $L$ — etwa $l$ — innerhalb des Generators, und der Rest ist zwischen diesen und den Umformer eingeschaltet. Die Potentialdifferenz an den Generatorklemmen wird dann

$$e - \frac{l\,d\,i}{d\,t}$$

d. h.

$$E\left[\left(1 - \frac{l}{2\,L}\right)\sin p\,t - \frac{l}{2\,L}\,p\,t\cos p\,t\right] \tag{16}$$

sein. Die lang gestrichelte Kurve in Fig. 7 zeigt die Potentialdifferenz an den Generatorklemmen, wenn $l = \frac{1}{2} L$ ist, d. h. wenn die Hälfte der gesamten Selbstinduktion innerhalb des Generators liegt.

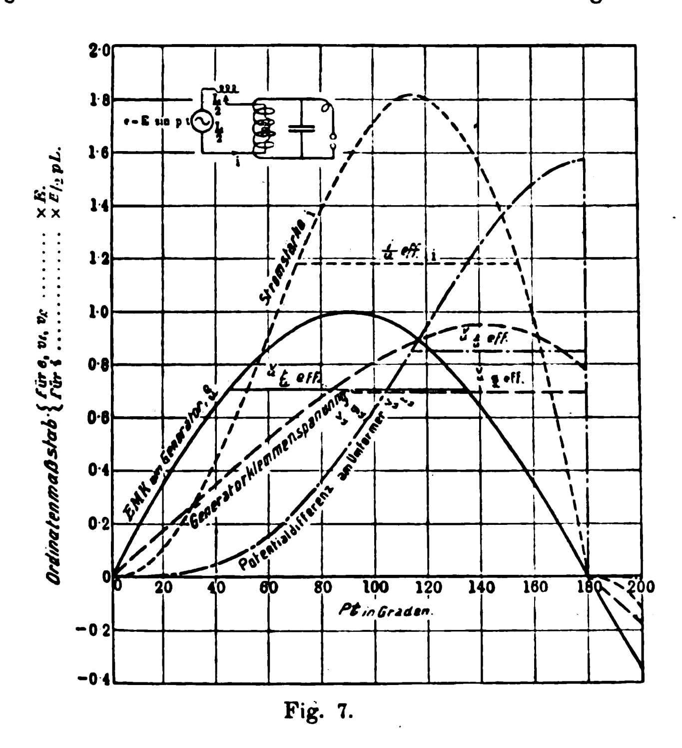



Fig. 7.

## Effektivwerte von $i$ und $v$.

Wenn man die in Fig. 7 dargestellten Größen mit Amperemetern und Voltmetern mißt, so werden die Instrumente natürlich die Effektivwerte anzeigen. Diese Werte sind leicht zu berechnen. Es ist beispielsweise

$$\left.\begin{aligned} i_{\text{eff.}} &= \frac{E}{2L}\sqrt{\frac{p}{\pi}\int_0^{\pi/p}(t \sin p\,t)^2\,d\,t} = \\ &= \cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot \\ &= \frac{E}{2\sqrt{2}\,p\,L}\left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2}\right) = \\ &= \frac{E}{p\,L}\cdot 0{,}59 \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

Den Effektivwert der Potentialdifferenz am Kondensator finden wir in ähnlicher Weise zu

$$E \cdot 0{,}85 \tag{18}$$

## Leistung.

Die Leistung läßt sich am leichtesten auf Grund des bereits gefundenen Wertes für die Potentialdifferenz am Kondensator bestimmen. Die maximale Potentialdifferenz ist $\frac{\pi E}{2}$. Demnach ist die Leistung für jeden Funken

$$= \frac{\varrho^2 C}{2}\left(\frac{\pi E}{2}\right)^2 =$$
$$= \frac{\pi^2 E^2}{8 p^2 L}$$

Es treten nun $\frac{p}{\pi}$ Funken in der Sekunde auf; mithin ist die Leistung

$$\left.\begin{aligned} &= \frac{\pi^2 E^2}{8 p^2 L} \cdot \frac{p}{\pi} = \\ &= \frac{E^2}{2{,}55\, p L} \quad \text{oder} \quad \frac{E^2}{16 n L} \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

wo $n = \frac{p}{2\pi}$ = der Frequenz des Speisestromes ist.

Die Leistung läßt sich auch zweckmäßig durch

$$\tfrac{1}{2} C(\varrho V)^2 \cdot 2n \tag{20}$$

ausdrücken, wo $\varrho V$ die tatsächliche Funkenspannung ist.

## Leistungsfaktoren.

Eine weitere hochinteressante Größe ist der Leistungsfaktor. Da wir es nicht mit sinusförmigen Größen zu tun haben, wird er am besten definiert als das Verhältnis der Wattzahl zu dem Produkt aus der Effektivvoltzahl und der Effektivamperezahl.

Der Leistungsfaktor an den Umformerklemmen ist dann, nach Gleichung (19), (18) und (17):

$$\frac{\text{Leistung}}{(v_{\text{eff.}})(i_{\text{eff.}})} = \frac{\dfrac{E^2}{2{,}55\, p L}}{(0{,}85\, E)\left(\dfrac{0{,}59\, E}{p L}\right)} = 0{,}78 \qquad (21$$

Ähnlich ist der Leistungsfaktor beim induktionsfreien Kraftnetz (oder bei einem lokalen Generator das, was man inneren Leistungsfaktor nennen könnte)

$$\frac{\text{Leistung}}{(e_{\text{eff.}})(i_{\text{eff.}})} = \cdot \cdot \cdot = 0{,}94 \tag{22}$$

## Vorteile der Resonanz.

In der vorstehend beschriebenen Weise arbeitet also ein Funkensender, wenn er auf Resonanz bei niedriger Frequenz und auf einen Funken in jeder Halbperiode eingestellt ist. Es ist möglich, mit einer bewegten Funkenstrecke einen Funken in jeder Halbperiode zu erzeugen, wenn das System nicht in Resonanz steht; aber in diesem Falle werden die Funken und die von ihnen erregten Wellenzüge nicht von gleicher Stärke sein; die Potentialdifferenz des Kondensators wird nicht bei jedem Funken dieselbe Stärke haben. Die Leistungsfaktoren werden kleiner sein, und im Augenblick des Funkenüberganges wird die Stromstärke nicht, wie in Fig. 7, gerade durch Null gehen. Dieser letzte Punkt ist wichtig, weil die Bedingung, daß die Stromstärke Null ist, wenn der Funke auftritt, die Bedingung ist, die erfüllt werden muß, wenn keine Lichtbogenbildung stattfinden soll. In dem Augenblicke, wo der Funke durch die Funkenstrecke überspringt, findet eine plötzliche Änderung des Wertes von $\frac{di}{dt}$ statt — in Fig. 7 geht bei $pt = 180^0$ die Neigung der $i$-Kurve plötzlich von einem großen negativen Werte zu Null über — aber eine plötzliche Änderung von $i$ ist eine Unmöglichkeit. Falls daher $i = 0$ ist, wann der Funke die Funkenstrecke ionisiert, so kann $i$ nicht plötzlich einen endlichen Wert annehmen und die Ionisierung aufrecht erhalten. Wenn andererseits $i$ nicht Null ist, so „zündet" der Funke einen Lichtbogen, und die Stromstärke $i$ fließt während einer längeren oder kürzeren Periode, je nach den verschiedenen Umständen, weiter.

Beim Löschfunkensender tritt die Notwendigkeit, mit Resonanz zu arbeiten, um eine Funkenbildung zu vermeiden, sehr stark hervor. Hier ist nämlich nicht nur die Funkenstrecke gewöhnlich eine feststehende, so daß jeder sich etwa bildende Bogen nicht durch die Trennung der Elektroden abgerissen werden würde, sondern die Natur des Systems verlangt durchaus, daß die Funkenstrecke sehr schnell entionisiert werden muß, um zu verhindern, daß die Antennenschwingungen den Funken von neuem erregen.

**Abmessungen des Umformers.**

Wir haben gefunden, daß die Potentialdifferenz, bis zu welcher der Kondensator gesteigert wird, das $\pi \varrho/2$-fache des Maximalwertes der Verbrauchs-E.M.K. ist, d. h., daß sie nahezu 1,6 mal so groß ist wie jene, die an den Sekundärklemmen erzeugt werden würde, wenn die Verbrauchs-E.M.K. der Primären direkt zugeführt würde, und wenn die Belastung nicht oszillatorisch wäre. Der Umformer ist daher einer beträchtlich höheren Potentialdifferenz ausgesetzt, als es der Fall sein würde, wenn er für eine Primärspannung gleich der Verbrauchsspannung berechnet wäre und in gewöhnlicher, nicht oszillatorischer Weise verwendet würde. Umformer werden für gewöhnlich nach den Effektiv-Amperezahlen und Effektiv-Klemmenspannungen berechnet und gebaut, mit denen sie in einem annähernd sinusförmigen System arbeiten sollen. Man muß den Umformer für drahtlose Telegraphie unter denselben Bedingungen berechnen, und wir müssen daher feststellen, welches die sinusförmige Potentialdifferenz ist, die denselben maximalen Magnetfluß erzeugen würde wie die nicht sinusförmige Potentialdifferenz, welcher der Umformer tatsächlich ausgesetzt werden wird.

Es sei $F$ die Zahl der primären Fluxwindungen des Umformers. Dann ist

$$\frac{dF}{dt} = \text{Potentialdifferenz an der Primären} =$$

$$= e - L\frac{di}{dt}$$

mithin:

$$F = \int e\,dt - Li =$$

$$= -\frac{E}{p}\cos pt - \frac{E}{2}t\sin pt$$

Dieser Ausdruck ist ein Maximum, wenn $pt = 0$ ist; folglich ist

$$F_{\text{max.}} = -\frac{E}{p}$$

Eine sinusförmige Effektivpotentialdifferenz von $\frac{E}{\sqrt{2}}$ aber erzeugt ein $F_{\text{max.}}$ von diesem Wert. Mithin muß der Umformer für eine Klemmenspannung von $\frac{E}{\sqrt{2}}$ berechnet werden, obwohl die Isolation derartig sein muß, daß sie einer 1,6 mal so großen Potentialdifferenz standhält. (23)

## Zahlenbeispiel.

Wir schließen diese Arbeit zweckmäßig mit einem Zahlenbeispiel, das die Anwendung der verschiedenen Ergebnisse, die wir gewonnen haben, veranschaulicht. Wir wollen in ganz breiten Umrissen die Berechnung eines Funkensenders von 10 Kilowatt für einen musikalischen Ton von 600 Schwingungen in der Sekunde betrachten, der somit eine elektrische Frequenz von 300 Perioden in der Sekunde hat.

Wenn die Station mit einer Wellenlänge von 600 m arbeiten soll, so ist es schwierig, die Selbstinduktion des Funkenkreises so niedrig zu halten, daß sie einen Kondensator mit einer viel größeren Kapazität als 0,06 Mikrofarad gestattet. Wir wollen diesen Wert für die Kapazität annehmen.

Nach Gleichung (20) ist:

$$\text{Energie} = n\, C (\varrho V)^2$$

wo $\varrho V$ die wirkliche Funkenspannung ist. Folglich ist:

$$10000 = 300 \cdot 0{,}06 \cdot 10^{-6} \cdot (\varrho V)^2$$

also

$$\varrho V = 23500 \text{ Volt}$$

Das ist die Funkenspannung.

Um das Umformungsverhältnis des Umformers zu bestimmen, haben wir nach Gleichung (15) die Beziehung

$$\frac{\pi}{2} \varrho E = 23500$$

Mithin hängt der Wert von $\varrho$ von der Verbrauchs-E.M.K. ab. Wir wollen annehmen, diese sei 500 Volt, also

$$E = 500 \sqrt{2}$$

Dann ist:

$$\varrho = 23500 \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{500\sqrt{2}} = 21{,}2$$

Um die Primärstromstärke $I$ $(= i_{\text{eff.}})$ zu finden, haben wir nach Gleichung (22) die Beziehung

$$\text{Leistung} = 0{,}94\,(e_{\text{eff.}})\, I$$

folglich:

$$10000 = 0{,}94 \cdot 500\, I$$

also

$$I = 21{,}3 \text{ Ampere}$$

Der erforderliche Wert der Selbstinduktion wird durch Gleichung (13) gegeben:

$$\text{Leistung} = \frac{E^2}{16\, n\, L}$$

mithin

$$10000 = \frac{(500\sqrt{2})^2}{16 \cdot 300\, L}$$

folglich

$$L = 0{,}0104 \text{ Henry}$$

Der Umformer muß also berechnet werden für $\frac{500}{500 \cdot 21{,}2} = \frac{500}{1{,}060}$ Volt und für 21,3 Ampere. Er muß für 23500 Volt an der Sekundären isoliert werden.

Ein an die Enden der Primären des Umformers gelegtes Voltmeter wird [nach Gleichung (18)]

$$E \cdot 0{,}85 = 500\sqrt{2} \cdot 0{,}85 = 600 \text{ Volt}$$

anzeigen, und der Leistungsfaktor wird dort [nach Gleichung (20)] 0,78 sein.

(Nach einem Sonderabdruck aus „The Electrician“, 2. August 1912, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 1. Oktober 1912.)

Adresse:

---

# Referate.

**E. Taylor Jones**, Induktor-Potentiale (Induction-coil Potentials). Phil. Mag. Nr. 160, S. 565, April 1914.

Der Induktor wird als ein System von zwei gekoppelten Schwingungskreisen mit den Frequenzen $n_1$ und $n_2$ behandelt, und es wird gezeigt, daß der theoretische Wert des sekundären Potentials $V_2$, zu irgendeiner Zeit nach der Unterbrechung des primären Stromes, berechnet werden kann, wenn die sechs Größen $L_1 C_1$, $L_2 C_2$, $L_{21}$, $K$, $R_1/L_1$, $R_2/L_2$ bekannt sind, wo $L_1$, $L_2$, $C_1$, $C_2$, $R_1$, $R_2$ die Selbstinduktionen, Kapazitäten und effektiven Widerstände des primären und

sekundären Kreises bedeuten. $L_{21}$ ist der gegenseitige Induktionskoeffizient und

$$K = \sqrt{\frac{L_{12} L_{21}}{L_1 L_2}}$$

der Koppelungskoeffizient.

Diese sechs Größen wurden bestimmt für einen 45 cm-Induktor im Arbeitszustand. Es wird gezeigt, daß der Wert von $K$ abhängt von der Art der Verteilung des Stromes in der Sekundärspule und kleiner ist für die tatsächliche Stromverteilung während der Schwingungen als für gleichmäßige Stromverteilung. Der Koppelungskoeffizient ist also kleiner, wenn die Sekundärpole offen sind als wenn sie durch einen Kondensator geschlossen werden. Der Ausdruck für das sekundäre Potential $V_2$ wurde rechnerisch bestimmt für 3 Fälle, bei denen die primäre Kapazität die respektiven Werte 3, 2 und 1 Mikrofarad hatten. Die in der Arbeit reproduzierten experimentellen Kurven wurden mit einem elektrostatischen Oszillographen aufgenommen. Berechnete und beobachtete Werte des maximalen sekundären Potentials stimmten bis auf 2,5 % überein.

Die Frage, welche primäre Kapazität das höchste sekundäre Potential liefert, wird in folgender Weise beantwortet. Die Kapazität muß derartig sein, daß (1) das Verhältnis $n_2/n_1$ einen der Werte 3, 7, 11. . . . hat, und (2) das Produkt $L_1 C_1$ so nah wie möglich gleich $(1 - K^2) L_2 C_2$ ist. Wenn $K$ größer als 0,8 ist, so ergibt sich kein Verhältnis $n_2/n_1 = 3$, und in diesem Falle wird gewöhnlich das beste Verhältnis gleich 7 sein. Es ist jedoch besser, den Koppelungskoeffizienten zu verkleinern durch Anschluß einer äußeren Selbstinduktion in Reihe mit der Primärspule, um $n_2/n_1 = 3$ zu machen. Es ist dann möglich, zu erreichen, daß beide Gleichungen $n_2 = 3_{n_1}$ und $L_1 C_1 = (1 - K^2) L_2 C_2$ erfüllt werden. Es wird gezeigt, daß der notwendige Wert von $K = 0,756$ ist und hierdurch und durch $L_1 C_1 = 0,429\ L_2 C_2$ erzielt man die beste Wirkung des Induktors.

Diese Resultate wurden vollständig bestätigt durch Messungen der Funkenlängen. Gelegentlich wurde auch Lord Rayleighs Versuch, den primären Kreis durch eine Geschoßkugel zu unterbrechen, wiederholt, aber seine Schlußfolgerung (nämlich, daß man besser ganz ohne Kondensator arbeite) fand sich nicht bestätigt. E.

(Eingesandt 2. Mai 1914.)

Adresse des Autors: Professor of Physics Old Buildings University College of North Wales, Bangor, England.

# Messung von Koppelungsgraden und Induktionsgrößen.

Von **Franz Kiebitz.**

(Mitteilung aus dem Kaiserl. Telegraphen-Versuchsamt.)

(Vorgetragen in der Sitzung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft vom 21. November 1913.)[1]

## 1. Einleitung.

Der Koppelungsgrad $k$ von zwei magnetisch gekoppelten Schwingungskreisen ist die Größe

$$k = \sqrt{\frac{L_{12} \cdot L_{21}}{L_1 \cdot L_2}} \tag{1}$$

dabei bedeuten $L_{12}$ und $L_{21}$ die Koeffizienten der gegenseitigen Induktion. $L_1$ ist die Selbstinduktion des primären Schließungskreises, $L_2$ die des sekundären.

Der Verlauf des Stromes $i_1$ und $i_2$ in beiden Einzelkreisen wird, wenn man von der Dämpfung absieht, nach dem allgemeinen Koppelungsgesetz[2]) durch folgende Formeln dargestellt:

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= \frac{e_0}{2}\left\{\omega_1\left(1+\frac{o_1{}^2-o_2{}^2}{O}\right)\sin\omega_1 t+\omega_2\left(1-\frac{o_1{}^2-o_2{}^2}{O}\right)\sin\omega_2 t\right\} \\ i_2 &= -e_0\cdot\frac{L_{21}}{L_2}\,\frac{o_1{}^2}{O}\{\omega_1\sin\omega_1 t-\omega_2\sin\omega_2 t\} \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Hierbei sind $o_1$ und $o_2$ die Frequenzen der Schwingungen der Einzelkreise:

$$o^2 = \frac{1}{L\,C} \tag{3}$$

$O$ ist der Ausdruck

$$O = \sqrt{(o_1{}^2 - o_2{}^2)^2 + 4\,k^2\,o_1{}^2\,o_2{}^2} \tag{4}$$

und $e_0$ ist die Ladungsamplitude im ersten Kreise.

Die Koppelungsfrequenzen $\omega_1$ und $\omega_2$ sind die Wurzeln der Gleichung:

$$\omega^4(1-k^2) - \omega^2(o_1{}^2 + o_2{}^2) + o_1{}^2\,o_2{}^2 = 0 \tag{5}$$

---

1) F. Kiebitz, Verh. Deutsch. Phys. Ges. XV, 1240, 1913.
2) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4) 40, 151 ff., 1913.

Diese Gleichungen gelten für beliebige ungedämpfte, magnetisch gekoppelte Kreise, ohne Rücksicht darauf, ob sie abgestimmt sind oder nicht.

Ist man also in der Lage, die Schwingungshäufigkeiten $o_1$ und $o_2$ der ungekoppelten Kreise und eine Koppelungsschwingung $\omega$ zu messen, so kann man den Koppelungsgrad nach Gleichung (5) berechnen und findet:

$$k^2 = \frac{(\omega^2 - o_1^2) \cdot (\omega^2 - o_2^2)}{\omega^4} \tag{6}$$

Der besondere Fall der Abstimmung wird gebräuchlicherweise für Koppelungsbestimmungen benutzt. In diesem Falle ist: $o_1 = o_2 = o$, und die Gleichung (6) ergibt:

$$k = \frac{\omega_1^2 - o^2}{\omega_1^2} = \frac{o^2 - \omega_2^2}{\omega_2^2} = \frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \tag{7}$$

Dabei sind die Indizes der Koppelungsschwingungen so gewählt, daß $k$ immer das positive Vorzeichen bekommt.

Auf dieser Gleichung beruht die Methode, den Koppelungsgrad aus den beiden bei Abstimmung auftretenden Koppelungsschwingungen zu bestimmen. Diese Methode ist anwendbar, wenn die Koppelungswellen einigermaßen voneinander entfernt liegen, also bei sehr festen Koppelungen.

Die Abstimmung von zwei Kreisen ist häufig unbequem; man kann sich eine Abstimmung ersparen, wenn man die folgende Methode anwendet, deren Prinzip bereits früher von Bethenod[1]) angegeben worden ist.

## 2. Theorie.

Dem zweiten Kreise läßt sich nämlich bequem die Frequenz Null erteilen, indem man einen unendlich großen Kondensator anwendet, oder, was auf dasselbe hinausläuft, indem man die Enden des Schließungskreises kurz miteinander verbindet.

---

1) J. Bethenod, Lumière Electrique V (2), 137, 1909.

Die Beseitigung der Sekundärspule ist notwendig, wenn ihre Eigenschwingung bei offenen Enden nicht weit von der des Primärkreises entfernt ist; denn anderen Falles erscheint die Frequenz des Primärkreises merklich geändert, wie des Näheren von Herrn Högelsberger ausgeführt worden ist.

2) L. Högelsberger, Verh. Deutsch. Phys. Ges. XVI, 151, 1914.

Für diesen Fall ($o_1 = o$; $o_2 = 0$) wird $\omega_1 = \omega$; $\omega_2 = 0$ [nach Gl. (5)], und die Gleichung (6) liefert

$$k^2 = \frac{\omega^2 - o^2}{\omega^2} \tag{8}$$

Man hat also nichts weiter zu tun, als die Frequenz des Primärkreises zu messen, einmal, wenn die Sekundärspule kurz geschlossen ist, zweitens, wenn sie geöffnet oder ganz beseitigt ist.

Gleichung (5) liefert dann den Koppelungsgrad zwischen dem Primärkreis und jedem Sekundärkreis, der außer in der benutzten Sekundärspule keine Selbstinduktion besitzt.

Verwendet man dabei im Meßkreis eine feste Spule und einen veränderlichen Kondensator $C$, so findet man für die Frequenz $o$ die Resonanzkapazität $C_0$ und für die Frequenz $\omega$ die Kapazität $C_\omega$. Da nun $\omega^2 = \frac{1}{L \cdot C_\omega}$ und $o^2 = \frac{1}{L \cdot C_0}$, so nimmt für den Fall einer festen Spule im Meßkreis die Gleichung (8) die Form an:

$$k^2 = \frac{C_0 - C_\omega}{C_0} \tag{9}$$

Diese Methode ist anwendbar, so lange die Dämpfung der Einzelkreise gering ist; denn in den strengen Formeln für die Koppelungsschwingungen tritt außer der Größe $o^2$ noch additiv die Größe $\left(\frac{W}{2L}\right)^2$ auf, wenn $W$ der Dämpfungswiderstand ist.

Bei den Schwingungskreisen der Funkentelegraphie ist die Schwingungshäufigkeit $o$ von der Größenordnung $10^5$/sec.

Die Größe des Dämpfungsgliedes $\frac{W}{2L}$ können wir auf folgende Weise schätzen:

Um eine Spule von 1 Millihenry herzustellen, ist ein Drahtaufwand notwendig, der einen Widerstand von etwa 0,2 Ohm unvermeidlich macht.

Die Größenordnung des Dämpfungsgliedes $\frac{W}{2L}$ beträgt also:

$$\frac{0{,}2 \text{ Ohm}}{2 \text{ Millihenry}} = \frac{10^8 \text{ cm/sec}}{10^6 \text{ cm}} = 10^2/\text{sec}$$

Mithin sind die Quadrate der Dämpfungsglieder $10^6$ mal so klein, als die Quadrate der Frequenzen.

Die Gleichung (5) ist also mit großer Genauigkeit anwendbar, solange nicht besonders große Dämpfungen angewendet werden.

Z. B. würde die Gleichung nicht anwendbar sein, wenn der zweite Kreis als aperiodischer Detektorkreis ausgebildet wäre.[1])

Für geschlossene Schwingungskreise kann man bequem und genau nach gebräuchlichen Methoden Kapazität, Selbstinduktion und Frequenz messen. Für die Bestimmung gegenseitiger Induktionen von zwei Spulen 1 und 2 bietet die vorliegende Koppelungsmessung einen neuen Weg, der neben älteren Methoden besonders dann in Frage kommt, wenn $L_1$ und $L_2$ verschieden groß sind.

Man mißt die Selbstinduktionen $L_1$ und $L_2$, bestimmt den Koppelungsgrad $k$ und findet:

$$L_{12} = L_{21} = k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2} \tag{10}$$

In manchen Fällen wird es auch zweckmäßig sein, Selbstinduktionsmessungen auf Koppelungsmessungen zu gründen.

Schaltet man z. B. eine unbekannte Selbstinduktion $L$ in einen Schwingungskreis ein, so findet man folgende Koppelungsgrade:

$$k_1^2 = \frac{L_{12} \cdot L_{21}}{L_1 \cdot L_2}$$

wenn die Zusatzspule $L$ nicht verwendet wird; dagegen den kleineren Koppelungsgrad:

$$k_2^2 = \frac{L_{12} \cdot L_{21}}{(L_1 + L) \cdot L_2}$$

wenn die Zusatzspule $L$ eingeschaltet wird; daraus folgt:

$$L = L_1 \cdot \frac{k_1^2 - k_2^2}{k_2^2} \tag{11}$$

Diese Methode verspricht besonders dann Nutzen, wenn die gesuchte Selbstinduktion $L$ verteilt ist, also andere Methoden versagen.

Den Stromverlauf in den beiden Kreisen findet man aus den Gleichungen (2), indem man

$$o_1 = o, \qquad \omega_1 = \omega, \qquad o_2 = \omega_2 = 0, \qquad O = o^2$$

1) Elektrot. Ztschr. 30, 225, 1909.

einführt. Es ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= e_0\,\omega \cdot \sin \omega t \\ i_2 &= -\,e_2\,\omega \frac{L_{21}}{L_2} \cdot \sin \omega t = -\frac{L_{21}}{L_2}\, i_1 \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

### 3. Beispiele von Anwendungen.

Für die Anwendung des Meßkreises kommen zwei auch sonst bekannte Meßweisen in Frage.

Entweder erregt man einen Kreis des gekoppelten Gebildes durch eine Funkenstrecke oder durch einen Stoßkreis. In diesem Falle schwingt das gekoppelte System nach dem Koppelungsgesetz als sich selbst überlassenes Gebilde. Der Wellenmesser wird dann sehr lose gekoppelt und als Resonator benutzt.

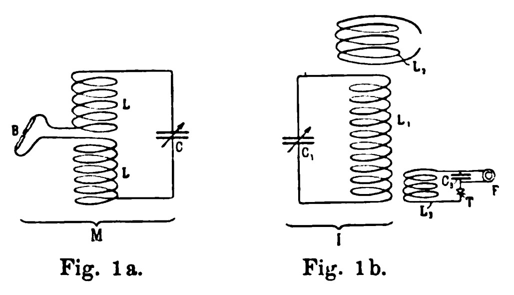



Fig. 1 a. Fig. 1 b.

Bei der zweiten Meßweise wird der Wellenmesser als lose gekoppelter Generator benutzt; er wird dabei entweder durch Funkenstrecken, Stoßkreis, Unterbrecher oder durch einen Flammenbogen erregt und prägt seinerseits dem gekoppelten Gebilde seine Eigenschwingung ein. Die Amplitude dieser eingeprägten Schwingung nimmt dann im gekoppelten Gebilde einen Höchstwert an, wenn Resonanz zwischen dem Meßkreis und einer Koppelungsschwingung besteht.

Diese Meßweise ist bei den folgenden Beispielen benutzt.

Als Meßkreis $M$ werde ein Schwingungskreis (Fig. 1) verwendet, in dem ein Flammenbogen Sinusschwingungen erzeugt.

Er besteht aus einer geeigneten Spule $L$ und einem Drehkondensator $C$. Der Einstellungsbereich dieses Kondensators soll zweckmäßig in 100 Teile geteilt sein, die Einstellungen seien den Kapazitäten proportional; doch soll die Teilung bei der größten Kapazität mit Null beginnen, so daß bei einer Ablesung $a$ die Kapazität mit $1 - a$ proportional ist.

In möglichst großer Entfernung von diesem Kreise soll ein zweiter Kreis I aufgestellt sein, bestehend aus der Spule $L_1$ und dem Kondensator $C_1$.

$C_1$ ist so bemessen, daß $M$ und $I$ sich in Resonanz befinden, wenn $C$ auf Null, also größte Kapazität, eingestellt ist.

Um die Resonanz erkennbar zu machen, wird entweder ein Elektrometer oder eine Leuchtröhre an $C_1$ angeschlossen, oder die Spule $L_1$ wird mit einem aperiodischen Tikkerkreis lose gekoppelt. Dieser besteht aus einer Spule $L_3$, einem unveränderlichen, großen Kondensator $C_3$, zu dem der Fernhörer $F$ parallel geschaltet ist und einem vibrierenden Kontakt $T$.

Statt des aperiodischen Tikkerkreises könnte auch irgendeine Stromschleife mit einem empfindlichen Wechselstrommesser verwendet werden.

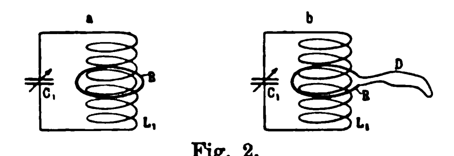


Fig. 2.

Mit der Spule $L_1$ ist eine Spule $L_2$ magnetisch gekoppelt. Schließt man diese kurz, so muß der Kondensator $C$ verkleinert werden, damit wieder Resonanz besteht.

Je nach der gegenseitigen Lage von $L_1$ und $L_2$ ist dann die eingestellte Verkleinerung $a$ des Kondensators $C$ größer oder kleiner.

Da nun $C_0$ bei einem solchen Kondensator mit 100 proportional ist, $C_0 - C_\infty$ mit $a$, so ist nach Gleichung (9)

$$k^2 = \frac{a}{100}$$

$$k = \frac{\sqrt{a}}{10}$$

Man ist also in der Lage, für eine solche Anordnung den Kondensator $C$ des Meßkreises nach Koppelungsgraden zu teilen.

Für kleine Koppelungsgrade ist dabei ein besonderer Zusatzkondensator notwendig.

Verwendet man z. B. (Fig. 2a und b) statt der Spule $L_2$ einen einfachen kurzgeschlossenen Ring $R$ (Fig. 2a), der die Spule $L_1$ eng umschließt, so ergibt sich beispielsweise eine Koppelung von $k = 0{,}57$ oder $57\,^0/_0$.

Die benutzte Primärspule hat dabei die Selbstinduktion

$$L_1 = 5{,}80 \ldots \text{Millihenry} = 5{,}8 \cdot 10^6 \text{ cm}$$

Die Selbstinduktion des Ringes beträgt

$$L_2 = 680{,}\ldots \text{ cm}$$

Mithin ist die Gegeninduktion in diesem Falle nach Gleichung (10):

$$L_{12} = L_{21} = k\sqrt{L_1 L_2} = 3{,}6 \cdot 10^4 \text{cm} = 0{,}036 \ldots \text{Millihenry}$$

Das Verhältnis der Stromstärken in $L_1$ und $L_2$ ist nach Gleichung (12)

$$\frac{-i_2}{i_1} = \frac{3{,}6 \cdot 10^4 \text{cm}}{680 \text{ cm}} = 53$$

d. h. in dem Ring $L_2$ fließt ein 53 mal so starker Strom wie in $L_1$; seine Richtung ist der in $L_1$ stets entgegengesetzt.

Ist der Ring $R$ an einer Stelle unterbrochen und dort durch einen 1 m langen Draht $D$ überbrückt, so wird infolge der Selbstinduktion dieses Drahtes die Koppelung je nach seiner Lage auf 40—25 % verkleinert; d. h. nach Gleichung (11): die Selbstinduktion des Verbindungsdrahtes beträgt je nach seiner Führung 600 bis 2900 cm.

Verwendet man statt $L_2$ eine kurzgeschlossene Selbstinduktionsnormalie von 0,5 Henry und taucht sie in das Magnetfeld der Spule $L_1$ so ein, daß die Spulenachsen senkrecht aufeinander stehen, so mißt man eine Koppelung, die unnachweisbar klein ist.

Bei zusammenfallenden Spulenachsen ergibt sich dagegen eine Koppelung von 16 %.

Dabei war $L_1 = 5{,}8 \ldots$ Millihenry, mithin ist nach Formel (10)

$$L_{12} = 0{,}16 \cdot \sqrt{5{,}8 \cdot 500} = 8{,}6 \text{ Millihenry}$$

Für die Praxis bietet diese Methode ein besonders einfaches Mittel, um die Koppelungsgrößen in Empfangseinrichtungen zahlenmäßig festzustellen.

## Zusammenfassung.

Es wird eine neue Methode angegeben, Koppelungsgrade und Induktionsgrößen zu bestimmen, die darauf beruht, daß die Verkleinerung gemessen wird, welche die Periode eines Schwingungskreises erfährt, wenn der Kondensator des gekoppelten Kreises kurzgeschlossen wird.

(Eingesandt 25. April 1914.)

Adresse des Autors: Berlin-Steglitz, Sedanstr. 2, II.

**J. Zenneck**, Die Entstehung der Schwingungen bei der Lichtbogenmethode.

§ 1. Die Anordnung, auf welche sich vorliegende Abhandlung bezieht, ist diejenige von Fig. 1. Hierin ist $M$ die Gleichstromquelle, $L_g$ und $R_g$ Selbstinduktion, bzw. Widerstand der Speiseleitung, die beide so groß angenommen werden, daß der Wechselstrom im Kondensatorkreis nicht mit merklicher Amplitude in die Speiseleitung gelangt, und der Speisestrom als konstant angesehen werden kann.

Es ergibt sich dann folgender Energieansatz:

$$-d(\tfrac{1}{2}CV_c^2 + \tfrac{1}{2}LJ^2) = J^2 R\,dt + JV\,dt. \tag{1}$$

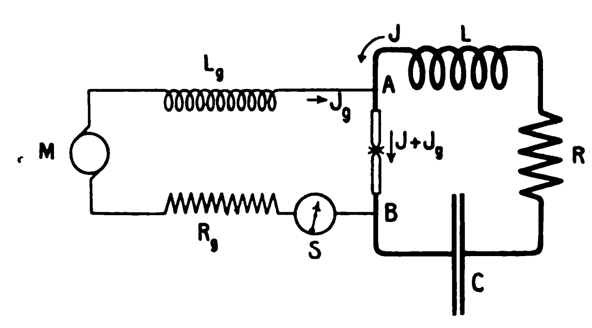



Fig. 1.

($V_c$ = Kondensatorspannung, $V$ = Lichtbogenspannung.)

Diese Gleichung ist nun wegen der im allgemeinen komplizierten Form von $V$ nicht geschlossen integrierbar. Der Verfasser erreicht aber eine Integration durch folgende Überlegung: Da für die vorliegende Frage der Stromverlauf während einer Periode nur von sekundärem Interesse ist, so kann man auch von der Energieumsetzung während einer Periode absehen; es genügt, ihr Ergebnis am Ende jeder Periode zu wissen. Die Durchführung dieses Gedankens ergibt folgendes:

Es sei die Kondensatorspannung

$$V_c = V_g - \Phi_t\{a_1 \sin(\omega t + \alpha_1) + a_2 \sin(2\omega t + \alpha_2) + \ldots\}, \tag{2}$$

($V_g$ die Gleichstromkomponente dieser Spannung), dann ist der Strom im Kondensatorkreis

$$\begin{aligned} J = {} & C\,\Phi_t\{\omega a_1 \cos(\omega t + \alpha_1) + 2\omega a_2 \cos(2\omega t + \alpha_2) + \ldots\} \\ & + C\frac{\partial \Phi_t}{\partial t}\Big\{a_1 \sin(\omega t + \alpha_1) + a_2 \sin(2\omega t + \alpha_1 + \ldots\Big\}. \end{aligned} \tag{2a}$$

Als Anfang einer Periode ist angenommen der Zeitpunkt $t = t_0$, in dem $V_c = V_g$ ist. Der Wert $J$ des Stromes in diesem Moment

(3) $J = J_0 = C\omega \Phi_t \{a_1 \cos(\omega t + \alpha_1) + 2a_2 \cos(2\omega t + \alpha_2) + \ldots\}$

sei die Amplitude in dem betrachteten Zeitpunkt.

Im Moment $t = t_0$ ist dann die elektrische Energie im Kondensatorkreis $= \frac{1}{2} C V_c^2 = \frac{1}{2} C V_g^2$ und eine Periode später (zur Zeit $t = t_0 + T$) wieder $= \frac{1}{2} C V_g^2$; die Änderung während einer Periode also $= 0$.

Die magnetische Energie ist zur Zeit $t = t_0 : \frac{1}{2} L J_0^2$ und eine Periode später $(t = t_0 + T) = \frac{1}{2} L J_0^2 + \frac{1}{2} L \delta(J_0^2)$ [$\delta(J_0^2)$ = Änderung von $J_0^2$ während einer Periode.]

Der Energieumsatz während der betrachteten Periode ist daher nach (1)

$$-\int_{t_0}^{t_0+T} d\left(\tfrac{1}{2} C V_c^2 + \tfrac{1}{2} L J_0^2\right) = \int_{t_0}^{t_0+T} J^2 R\, dt + \int_{t_0}^{t_0+T} J V\, dt$$

und somit nach obigem

$$\tfrac{1}{2} L \delta(J_0^2) = -\int_{t_0}^{t_0+T} J^2 R\, dt - \int_{t_0}^{t_0+T} J V\, dt.$$

Ersetzt man nun noch $T$ (als die kürzeste Zeit, die noch in Betracht gezogen wird, als „Zeitelement“) durch $\delta t$, so erhält man hieraus

(4) $$\tfrac{1}{2} L \delta(J_0^2) = -\left[\frac{1}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} R J^2\, dt + \frac{1}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} J V\, dt\right] \delta t.$$

Die Auswertung der Integrale erfolgt nun noch unter der vereinfachenden Annahme, daß die Amplitude $J_0$ während jeder Periode als konstant betrachtet werden kann; d. h. also daß $\dfrac{\delta(J_0)}{J_0} \ll 1$.

Außerdem wird noch vorausgesetzt, daß die Amplituden der Oberschwingungen von $J$ so klein gegen diejenigen der Grundschwingungen sind, daß das Quadrat derselben gegen das Quadrat der Grundschwingungsamplitude vernachlässigt werden kann. Dann geht Gl. (4) über in

(5) $$\tfrac{1}{2} L \delta(J_0^2) = -\frac{R}{2} J_0^2\, dt - \left[\frac{1}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} J V\, dt\right] dt.$$

§ 2. Es ist nun vorerst für den Gleichstrombogen eine statische Charakteristik in der Form:

$$V = a + b[1 - b_1 J + b_2 J^2 - b_3 J^3 + b_4 J^4] \tag{6}$$

zugrunde gelegt, und an Hand einer Figur gezeigt, welchen Einfluß die Koeffizienten (wobei hauptsächlich $b_3$ in Betracht kommt) auf die Charakteristik haben, und daß durch geeignete Wahl dieser Koeffizienten alle bekannten Charakteristiken darstellbar sind. Unter der Annahme der statischen Charakteristik (Gl. 6) wird Gl. 5, die dadurch übergeht in

$$L\,\delta(J_0^2) = [(b b_1 - R) J_0^2 + \tfrac{3}{4} b b_3 J_0^4]\,\delta t \tag{7}$$

integriert, und es ergibt sich folgende Beziehung

$$J_0 = \frac{A \cdot e^{\frac{\operatorname{tg}\vartheta - R}{2L} t}}{\sqrt{1 + q A^2 \left[1 + e^{\frac{\operatorname{tg}\vartheta - R}{2L} t}\right]}} \tag{8}$$

Man ersieht hieraus folgendes:

Ein Anwachsen der Amplitude bei eingetretener Erregung von Schwingungen ganz kleiner Amplitude findet nur statt, wenn $\operatorname{tg}\vartheta > 0$, oder da $\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{\partial V}{\partial J}$ ist, wenn $\frac{\partial V}{\partial J} < 0$, d. h. wenn die Charakteristik fallend ist, und wenn ferner $R < \operatorname{tg}\vartheta$ ist. Man erhält also die bekannten Duddellschen Beziehungen. Die Befriedigung dieser Beziehungen wird im folgenden vorausgesetzt.

§ 3. Der Verlauf der Amplitude hängt außer von dem Verlauf der Charakteristik, sowie den Konstanten $R$ und $L$ des Kondensatorkreises auch noch von der Größe der Anfangsamplitude $A$ ab. Da dieselbe bei der vom Verfasser angewandten Erregungsart außerordentlich klein ist, so wurde Gl. (8) vereinfacht zu

$$J_0 = \frac{A \cdot e^{\frac{\operatorname{tg}\vartheta - R}{2L} t}}{\sqrt{1 - q \left[A \cdot e^{\frac{\operatorname{tg}\vartheta - R}{2L} t}\right]^2}} \tag{9}$$

Hiernach hängt die Geschwindigkeit, mit der der Amplitudenanstieg eintritt von dem Koeffizienten $\frac{(\operatorname{tg}\vartheta - R)}{2L}$ ab; sie ist um so kleiner,

je größer $L$ und je näher der Widerstand $R$ des Kondensatorkreises dem kritischen Wert $R = \operatorname{tg} \vartheta$ liegt.

Ein Ansteigen der Amplitude nach Gl. (9) bis zum Wert $\infty$, tatsächlich mindestens bis zu Schwingungen zweiter Art, findet statt, wenn das Glied $q$ in Gl. (8) positiv ist. In diesem Fall wären dann stationäre Schwingungen erster Art nicht möglich. Ist $q$ dagegen negativ, so streben die Amplituden einen Grenzwert $J_{max} = \frac{1}{\sqrt{-q}}$ zu. Das tatsächliche Erreichen dieses Grenzwertes ist aber noch davon abhängig, ob er größer oder kleiner ist als $J_g$. Ist er größer, so setzen

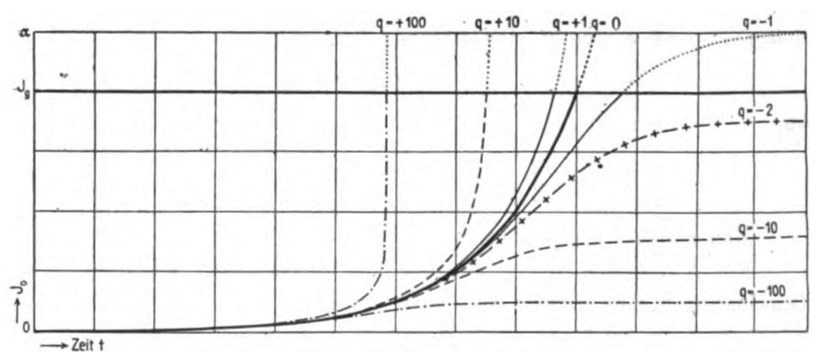



Fig. 2.

schon vor dem Erreichen des Grenzwertes Schwingungen zweiter Art ein; ist er dagegen kleiner als $J_g$, so müssen sich Schwingungen erster Art stationär erhalten. Die Abhängigkeit des Amplitudenanstieges $q$ ist in Fig. 2 dargestellt. Wesentlich ist also, daß man nach der Form der Charakteristik schon im Voraus sagen kann, ob Schwingungen erster oder zweiter Art entstehen.

§ 4. Der Verfasser dehnt nun seine Untersuchungen aus auf den Fall von dynamischen Charakteristiken, indem er zu dem $V$ der der statischen Charakteristik noch ein Glied $V'$ hinzufügt, das den Unterschied zwischen statischer und dynamischer Charakteristik ausdrückt.

Hierdurch geht Gl. (7) über in:

$$(10) \quad L\,\delta(J_0^2) = \left[(b\,b_1 - R)\,J_0^2 + \tfrac{3}{4}\,b\,b_3\,J_0^4 - \frac{2}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} J\,V'\,dt\right]\delta t.$$

Es wird dann an einer großen Reihe von Beispielen gezeigt, daß sich ungefähr alle bisher bekannten Charakteristiken in einfacher Weise analytisch darstellen lassen und zwar so, daß Gl. (10) stets in einfacher Weise integrabel bleibt. Die Integration liefert dieselbe Form wie Gl. (7) nur mit dem Unterschied, daß die Koeffizienten bei der dynamischen Charakteristik eine andere Bedeutung haben.

Als Beispiel möge Fig. 3 dienen. Die Charakteristik dieser Figur wurde erhalten mit

$$V' = -x(J_0 - J)^3 \sin \omega (t - t_0).$$

Diese dynamische Charakteristik ist durchaus äquivalent der stark gestrichelten eingezeichneten statischen Charakteristik.

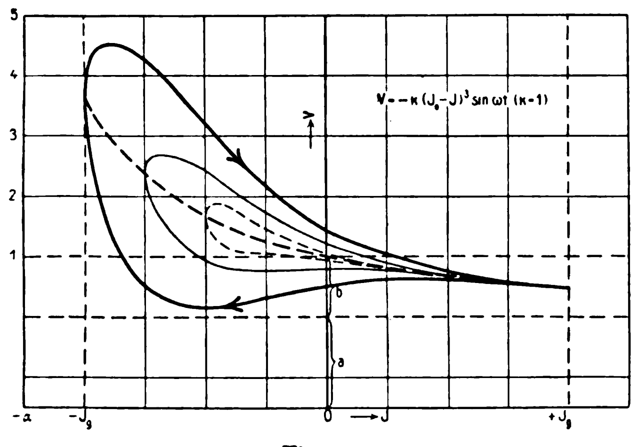


Fig. 3.

§ 5. Experimentell wird vor allem untersucht, wie die dynamische Charakteristik unter den Bedingungen, unter denen der Verfasser arbeitet, verläuft, und zwar insbesondere wie sie sich beim Anstieg der Amplitude ändert. Die zu diesem Zwecke gemachten Momentaufnahmen geben ein klares Bild der Verhältnisse. Die hierbei erhaltenen Charakteristiken werden ebenfalls analytisch dargestellt und die Gleichung integriert. Ferner wird dann der Amplitudenverlauf der Schwingungen durch Momentaufnahmen mit der Braunschen Röhre bestimmt. Die Ergebnisse stehen in sehr guter Übereinstimmung mit den Resultaten der theoretischen Untersuchungen. Dies gilt sowohl in bezug auf die Möglichkeit der Voraussage über Entstehung

von Schwingungen erster oder zweiter Art, als auch auf den Einfluß von Widerstand und Selbstinduktion auf den Amplitudenanstieg.

§ 6. Da sich über den Amplitudenanstieg bei Schwingungen zweiter Art auf Grund der vorhergegangenen theoretischen Untersuchungen nichts aussagen läßt, so wird dieser Anstieg im Gebiet der Schwingungen zweiter Art experimentell untersucht. Dabei ergab sich, daß dieser Anstieg erheblich dadurch modifiziert werden kann, daß der Speisestrom seine Intensität beim Übergang in dieses Gebiet allmählich ändert, und somit die Voraussetzungen, unter denen bisher die Untersuchungen geführt wurden, nicht mehr zutreffen.

§ 7. Am Schluß wird noch die Frage nach der zulässigen Belastung der Poulsengeneratoren erörtert und folgende Erscheinung untersucht. Man kann erfahrungsgemäß in den Schwingungskreis eines Lichtbogengenerators, nachdem einmal Schwingungen im Gange sind, einen Zusatzwiderstand einschalten von einer Größe, daß der gesamte Widerstand des Kreises bedeutend über dem durch die Duddellsche Beziehung gegebenen liegt, ohne daß die Schwingungen anfangen, unstabil zu werden. Der Verfasser führt hierüber eine Untersuchung durch, unter der Annahme, daß zu dem Widerstand des Kreises ein Zusatzwiderstand $R'$ zugeschaltet wird, der der Bedingung genügt: $R' = R J_0^2$. Auch hier gibt die Durchrechnung vollkommen Aufschluß über die Verhältnisse. Der zugeschaltete Widerstand kann sogar sehr viel größer werden als der kritische Anfangswiderstand $\operatorname{tg} \vartheta$.

K. W.

Eingesandt 15. August 1914.

Adresse des Referenten: Dr. Karl Wolff, Assistent bei Prof. Zenneck, Physik. Institut der Technischen Hochschule München.

---

**H. Rukop** und **J. Zenneck**, Der Lichtbogengenerator mit Wechselstrombetrieb. (Hierzu Tafel I u. II.)

Die von den Verfassern benutzte Anordnung war diejenige von Fig. 1. Hierin ist $M$ der Wechselstromgenerator, $C$ und $L$ Kapazität bzw. Selbstinduktion des Schwingungskreises und $D$ eine Drosselspule in der Speiseleitung.

Die Aufnahmen der Stromkurven, von denen der Arbeit eine

große Anzahl beigegeben sind, sind Momentaufnahmen mit der Braunschen Röhre nach der von Zenneck schon früher angegebenen Methode.

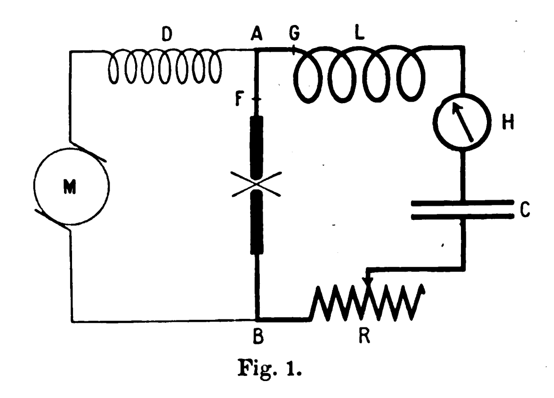


Fig. 1.

### a) Allgemeine Übersicht.

Wurde bei der vorliegenden Anordnung die Frequenz des Schwingungskreises allmählich gesteigert, so ergab sich eine periodische Zu- und Abnahme des Effektivstromes im Schwingungskreis derart, daß einem ungeraden Vielfachen der Frequenz des Speisestromes ein Maximum, einem geraden Vielfachen ein Minimum entsprach. Die Unterschiede verflachen jedoch mit zunehmender Frequenz und auch mit Vergrößerung des Ohmschen Widerstandes im Schwingungskreis. Bei sehr hoher Frequenz wird das Verhältnis zwischen der Frequenz des Speisestromes und derjenigen des Kondensatorkreises ganz belanglos und man erhält den Fall, den schon früher W. Peuckert untersucht hat.

### b) Frequenz des Kondensatorkreises ein ungerades Vielfaches derjenigen des Speisestromes.

Benutzt wurden im allgemeinen zwei Lichtbogen mit Homogen- bzw. Effektkohlen in Luft. Die Charakeristiken der beiden Bogen sind die von Figg. 2 u. 3.

Bei einer Frequenz des Kondensatorkreises = der dreifachen der des Speisestromes (3. Harmonische) ergibt sich für verschiedene Widerstände im Schwingungskreis beim Homogenkohlebogen ein Amplitudenverlauf, wie ihn Fig. 4 bezw. 5 zeigen; d. h. man erhält Schwingungen, die zu Anfang jeder Periode des Speisestromes aufs neue und zwar

in richtiger Phase erregt werden und die bei nicht zu hohem Widerstand praktisch als ungedämpft angesehen werden können. Die Verhältnisse bleiben etwa bis zur 35. Harmonischen herauf ziemlich dieselben. Figg. 6 u. 7 entsprechen bei der 7. Harmonischen den Figg. 4 u. 5. Auch beim Lichtbogen mit Effektkohlen ergaben sich wesentlich dieselben Erscheinungen.

### c) Frequenz sehr viel (ca. 300 mal) höher als die des Speisestromes.

Bei diesen Versuchen wurde noch ein dritter Bogen mit Homogenkohlen in Leuchtgasatmosphäre benutzt, der eine Charakteristik von Fig. 8 lieferte. Der Effektkohlenbogen lieferte bei diesen hohen Frequenzen keine Schwingungen von merklicher Amplitude mehr. Die Schwingungen, die der erste Bogen (Homogenkohlen in Luft) erregte, waren (analog wie bei Gleichstrombetrieb) im wesentlichen solche erster Art, d. h. die Amplitude bleibt stets unter dem Momentanwert des Speisestromes. Sie sind charakterisiert bei kleinem Widerstand durch einen zweimaligen Amplitudenanstieg (Fig. 9). Der erste größere erfolgt unmittelbar nachdem der Speisestrom durch Null hindurchgegangen; der zweite, bedeutend kleinere, kurz ehe der Strom wieder auf Null abfällt. Bei größerem Widerstand verschwindet der zweite Anstieg immer mehr (Fig. 10). Der Lichtbogen mit Homogenkohlen in Leuchtgas lieferte, wenn kein Widerstand im Stromkreis war, Schwingungen von Fig. 11. Es sind dies Schwingungen zweiter Art: der Lichtbogenstrom fällt bei jeder Periode des Kondensatorkreises auf Null ab.

Eine Änderung des Widerstandes im Schwingungskreis ergab wenig Einfluß, solange ein bestimmter kritischer Wert nicht überschritten wurde. Beim Überschreiten tritt aber fast momentan die Erscheinung von Fig. 12 auf; die Schwingungen fallen in dem Moment, in welchem der Speisestrom seinen Maximalwert erreicht hat, rasch auf Null ab, so daß in der zweiten Hälfte der Halbperiode keine Schwingungen mehr vorhanden sind.

### d) Schwingungserregung erster Art.

Bei einer Frequenz des Kondensatorkreises, die sehr viel höher ist als die des Speisestromes hat man wesentlich dieselben Bedingungen wie bei Gleichstrombetrieb; der Speisestrom ist während einer ganzen Anzahl Perioden des Kondensatorkreises als konstant zu betrachten.

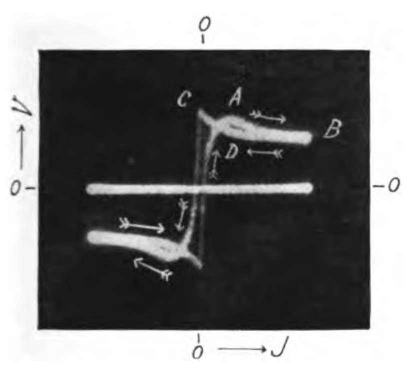



Fig. 2. Charakteristik des Lichtbogens *A*.

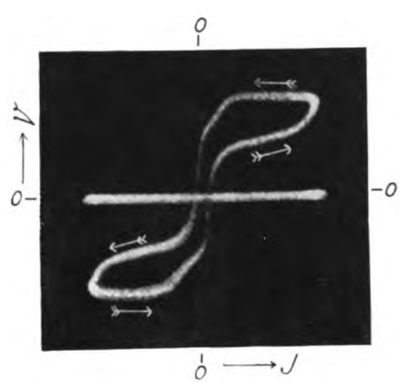



Fig. 3. Charakteristik des Lichtbogens *B*.

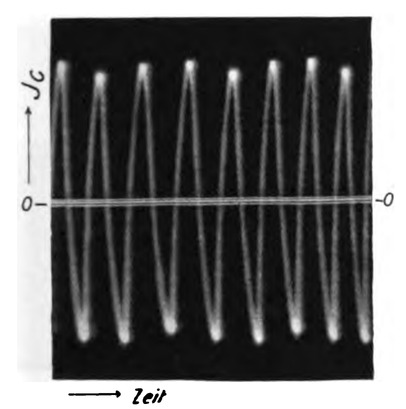



Fig. 4. Strom im Kondensatorkreis, $R = 0$, Lichtbogen *A*, 3. Harm.

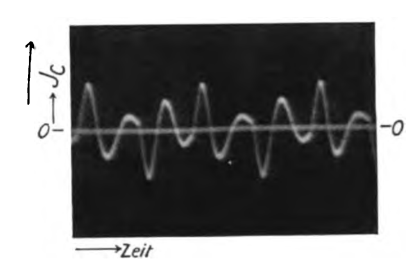



Fig. 5. Strom im Kondensatorkreis, Lichtbogen *A*, 3. Harm., $R = 200$ Ohm.

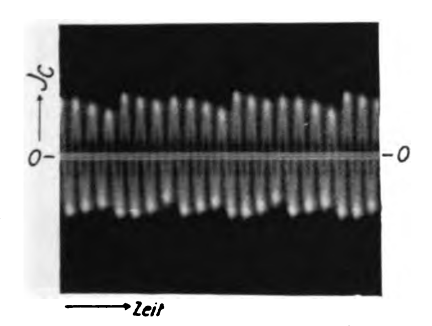



Fig. 6. Strom im Kondensatorkreis, Lichtbogen *B*, 7. Harm., $R = 0$.

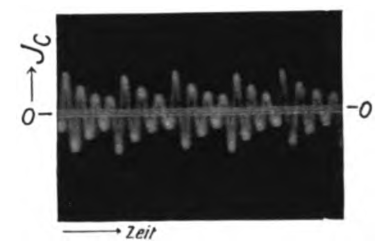



Fig. 7. Strom im Kondensatorkreis, Lichtbogen *A*, 7. Harm., $R = 40$ Ohm.

H. Rukop und J. Zenneck.

*Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.*

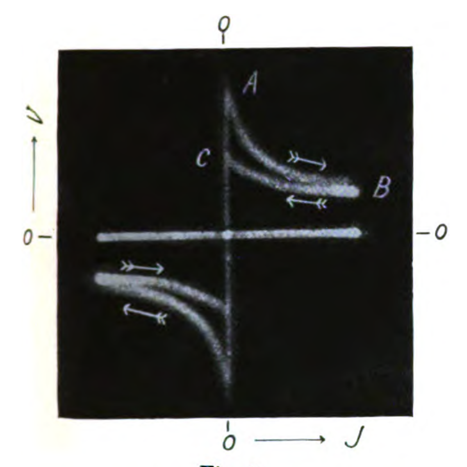



Fig. 8.
Charakteristik des Lichtbogens *C*.

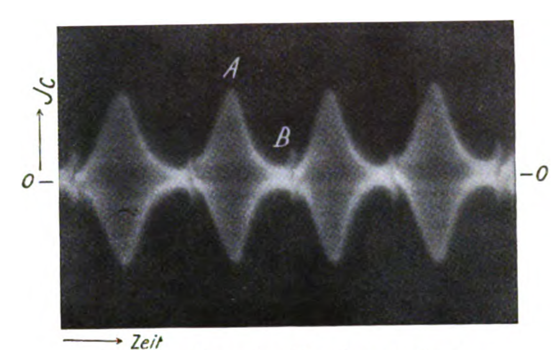



Fig. 9. Strom im Kondensatorkreis, Lichtbogen *A*, ca. 300 fache Frequenz, $R = 0$.

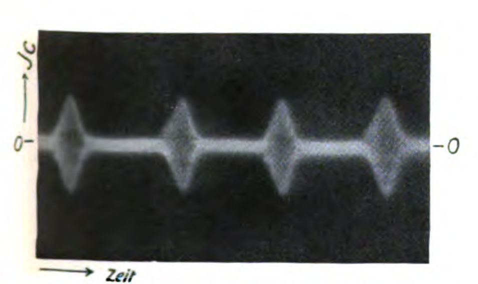



Fig. 10. Strom im Kondensatorkreis, Lichtbogen *A*, ca. 300 fache Frequenz, $R = 10$ Ohm.

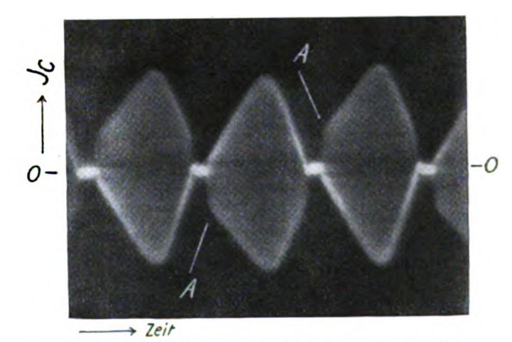



Fig. 11. Strom im Kondensatorkreis, Lichtbogen *C*, ca. 300 fache Frequenz, $R = 0$.

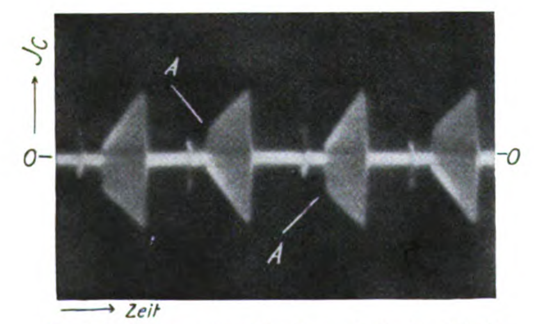



Fig. 12. Strom im Kondensatorkreis, Lichtbogen *C*, ca. 300 fache Frequenz, $R = 25$ Ohm.

**H. Rukop und J. Zenneck.**

*Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.*

Auch hier ergab sich als notwendige Forderung für das Bestehen von Schwingungen, daß die Charakteristik mindestens einen fallenden Teil enthält, und daß dessen Neigungswinkel $\alpha$ gegen die $J$-Achse die Duddellsche Bedingung $\operatorname{tg} \alpha > R$ befriedigt. ($R$-Verlustwiderstand des Schwingungskreises.) Hieraus erklärt sich auch die Erscheinung von Fig. 12. Das Abfallen der Schwingungen in der Mitte jeder Halbperiode des Speisestromes ergibt sich daraus, daß die Tangente des Neigungswinkels in $B$ (Fig. 8) für den oberen Ast $AB$ gerade größer, für den unteren gerade kleiner ist als der entsprechende kritische Widerstand. Ebenso ergibt sich hieraus auch das allmähliche Verschwinden des zweiten Amplitudenanstieges in Fig. 9.

e) Schwingungserregung zweiter Art.

Ist die Frequenz ein ungerades, nicht sehr viel höheres Vielfaches derjenigen des Speisestromes, so ergibt sich eine ganz andere Art der Schwingungserregung. Dies beweist schon der Umstand, daß hier selbst der Effektkohlenbogen, dessen Charakteristik doch durchaus steigend ist, fähig ist, Schwingungen zu erregen. Ebenso ist hier der Einfluß des Widerstandes ein ganz anderer.

Die Art der Schwingungserregung ist beim Homogenkohlenbogen nach den Oszillogrammen folgende: Kurz vor dem Nullwerden des Lichtbogenstromes findet ein plötzlicher Anstieg der Bogenspannung statt, was eine Änderung in den Bedingungen der Wechselstromverzweigung in Fig. 1 herbeiführt. Es treten infolgedessen im Kreis $CLDM$ Eigenschwingungen auf, die in Gemeinschaft mit dem Maschinenstrom den Kondensator auf eine, unter Umständen viel höhere Spannung aufladen können, als dort während des Brennens herrscht. Nach Zünden des Bogens setzen die alten Bedingungen wieder ein, und der Erfolg ist, daß sich der Kondensator in Schwingungen entlädt mit einer Frequenz, die im wesentlichen mit der Eigenfrequenz des Kreises $CL$ übereinstimmt. Die Wirkung des Lichtbogens wäre also ähnlich derjenigen eines Unterbrechers, der kurz vor dem Nullwerden des Stromes die Leitung $AB$ (Fig. 1) momentan unterbricht, um sie dann kurz nachher wieder zu schließen.

Bei der Wirkung des Effektkohlebogens handelt es sich um eine ähnliche Erscheinung. Nur sind hier die Änderungen in den Strom- und Spannungsverhältnissen viel weniger schroff, und infolgedessen die Intensität der Erregung viel kleiner als beim Homogenkohlebogen.

Nach den Verfassern kann man die beiden Erregungsarten fol-

gendermaßen charakterisieren: Bei der ersten Erregungsart ist die Energiezufuhr eine allmähliche und hierfür maßgebend der Wert von tg $\alpha$. Die zweite Art der Erregung ist stoßartig, sie tritt da auf, wo tg $\alpha$ eine plötzliche Änderung erleidet, ist also bestimmt durch den Wert

$$\frac{\partial \operatorname{tg} \alpha}{\partial t}.$$

f) Zusammenfassung.

1. Kontinuierliche Schwingungen mit einigermaßen beträchtlicher, nahezu konstanter Amplitude erhält man bei Wechselstrombetrieb des Lichtbogengenerators nur dann, wenn die Frequenz des Kondensatorkreises ein ungerades, nicht sehr hohes Vielfaches des Speisestromes ist. Bis zu welchem Vielfachen dies gilt, hängt von dem Widerstand des Kondensatorkreises ab: je höher er ist, bei einem um so kleineren Vielfachen tritt der Fall ein, daß die Schwingungen zu Anfang jeder Halbperiode des Speisestromes erregt werden, ihre Amplitude aber während des Verlaufes der Halbperiode allmählich auf Null abfällt.

2. Bei der Erregung der Schwingungen handelt es sich um zwei verschiedene Erregungsarten.

Die erste Erregungsart ist wesentlich dieselbe wie beim Gleichstrombetrieb: sie beruht auf der Energiezufuhr infolge einer fallenden Charakteristik des Lichtbogens. Maßgebend hierfür ist die Tangente des Neigungswinkels der Charakteristik gegen die $J$-Achse. Eine Erregung tritt nur dann ein, wenn diese Tangente und der Widerstand des Schwingungskreises die Duddelsche Bedingung befriedigt.

Für die zweite Erregungsart ist maßgebend nicht die Tangente jenes Neigungswinkels, sondern die zeitliche Änderung desselben. Die Erregung setzt an denjenigen Stellen der Charakteristik ein, in denen die Tangente jenes Neigungswinkels eine plötzliche Änderung erleidet, und ist um so stärker, je stärker diese zeitliche Änderung ist. Die Neigung der Charakteristik selbst ist hierbei ohne Einfluß; man erhält auch Schwingungen bei Lichtbogen, die eine durchaus steigende Charakteristik aufweisen (Effektkohlen). Vom Widerstand des Kondensatorkreises hängen die Schwingungen nur insofern ab, als die Amplitude unter sonst gleichen Umständen um so kleiner wird, je kleiner der Widerstand ist.

(Eingesandt 15. August 1914.)

Adresse des Referenten: Dr. Karl Wolff, Assistent bei Prof. Zenneck, Physikal. Institut der Techn. Hochschule München.

**Paul Ludewig**, Die elektrischen Bedingungen beim Übergang vom Bogen- zum Funkenspektrum. (Freiberger Habilitationsschrift 1913, vgl. auch Ann. d. Phys. **42**, 643, 1913).

Während in der älteren Literatur eine scharfe Grenze zwischen Funken- und Bogenspektrum ein und desselben Metalls gezogen wird, hat sich in neuerer Zeit gezeigt, daß sich eine derartige scharfe Trennungslinie zwischen diesen beiden Spektren nicht ziehen läßt. Besonders deutlich zeigte dies eine Arbeit von La Rosa über die Umwandlungen des selbsttönenden Lichtbogens. Bekanntlich entstehen in einem Kreis aus Selbstinduktion und Kapazität, den man einem Gleichstromlichtbogen parallel schaltet, regelmäßige durch den Lichtbogen gesteuerte Schwingungen, die den Bogen zum Tönen bringen. La Rosa verwandte als Elektroden Homogenkohlen und untersuchte das Spektrum dieses tönenden Bogens bei verschiedener Größe von Selbstinduktion und Kapazität. Er fand, daß bei großer Selbstinduktion und kleiner Kapazität ein Lichtbogenspektrum, dagegen bei großer Kapazität und kleiner Selbstinduktion ein Funkenspektrum auftrat, während bei den dazwischen liegenden Versuchsbedingungen sich ein kontinuierlicher Übergang vom Bogen- zum Funkenspektrum ergab.

Die Theorie des tönenden Bogens von H. Th. Simon, Barkhausen und K. W. Wagner zeigt, daß bei diesen verschiedenen Versuchsbedingungen im Lichtbogen je nach der Größe von Kapazität und Selbstinduktion ein Strom verschiedener Kurvenform fließt. Es wird in der vorliegenden Arbeit von P. Ludewig nachgewiesen, daß das Auftreten des Funkenspektrums allein von der Kurvenform des zwischen den Elektroden fließenden Stromes abhängig ist. Diese Tatsache wird an den verschiedensten Schaltungsmöglichkeiten erwiesen. So wurde zum Beispiel der Strom eines von einer Gleichstromquelle gespeisten Lichtbogens mit einem Unterbrecher unterbrochen und bei verschiedener Kontaktdauer das Spektrum des Lichtbogens aufgenommen. Um die Kontaktdauer noch zu kürzen, wurde an Stelle der Gleichstromquelle eine Wechselstrommaschine von 900 Perioden pro Sek. verwendet, bei der der Lichtbogen nach einer Unterbrechung des mit ihr in Serie geschalteten Unterbrechers beim Durchgang des Stromes durch Null schneller abreißt, als bei der Verwendung von Gleichstrom. Weiter wurden Vergleichsversuche mit einer von Occhialini angegebenen Schaltung (siehe Fig. 1) gemacht. Dabei speisen zwei Pole eines Gleichstromdreileiternetzes von 2 · 220 Volt und zwar der Nulleiter und der die negative Spannung führende Außenleiter unter Zwischenschaltung eines Regulierwiderstandes einen Gleich-

strombogen $AB$ zwischen Homogenkohlen. Senkrecht zu diesem Bogen ist eine dritte Elektrode $C$ angeordnet, die unter Zwischenschaltung einer Glühlampe mit dem dritten Spannungspol in Verbindung steht, während zugleich eine möglichst große Kapazität $K$ zwischen der Hilfs-

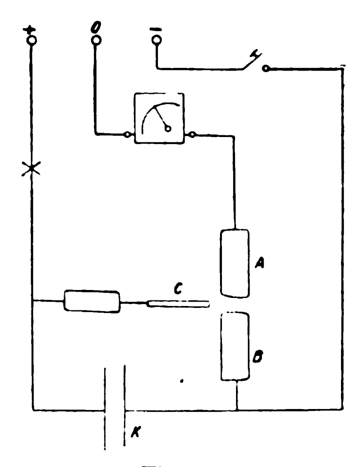



Fig. 1.

elektrode und die Kohle $B$ eingeschaltet ist. Durch die Glühlampe lädt sich der Kondensator auf und leitet, wenn die Spannung hoch genug geworden ist, einen Elektrizitätsübergang zwischen der Elektrode $C$ und dem Flammenbogen ein, der durch einen scharfen Knall hörbar wird. Das Licht dieser von $C$ ausgehenden Entladung wurde auf dem Spalt des Spektrographen entworfen und zugleich, wie auch in allen anderen erwähnten Versuchen die Kurvenform des Stromes mit dem Oszillographen gemessen. Bei weiteren Versuchen wurde die Schaltung insofern modifiziert, als in die Zuführung zur Elektrode $C$ ein Unterbrecher eingeschaltet und die Kapazität fortgelassen wurde. Auch dann erfolgen zwischen $C$ und dem Flammenbogen kurz dauernde Elektrizitätsübergänge, die spektroskopisch verfolgt wurden.

Die so erhaltenen Spektrogramme sind in Fig. 2 zusammengestellt. Die Versuchsbedingungen bei diesen Aufnahmen waren die folgenden:

I. Gleichstrombogen 440 Volt 3 Amp.

II. 3000 Volt Gleichspannung. Unterbrecher: lange Kontaktdauer. 500 Ohm.

I (45b)
II (35a)
III (46a)
IV (38a)
V (42b)
VI (42a)
VII (61)
VIII (50a)
IX (56a)
X (54d)
XI (52b)
XII (56b)
XIII (51c)
XIV (57b)
XV (51a)
XVI (50b)
XVII (57a)
XVIII (50c)
XIX (50d)

Fig. 2.

III. 3000 Volt Gleichspannung. Unterbrecher: kurze Kontaktdauer. 500 Ohm.

IV. 3000 Volt Gleichspannung. Unterbrecher: kurzer Kontakt. 1000 Ohm.
V. 3000 Volt Gleichspannung. Unterbrecher: sehr kurzer Kontakt. 2500 Ohm. Motor schnell laufend.
VI. 3000 Volt Gleichspannung. Unterbrecher: sehr kurzer Kontakt. 2500 Ohm. Motor langsam laufend.
VII. Occhialinischaltung ohne Kondensator mit Unterbrecher.
VIII. Induktor. Spule 11 Windungen.
IX. Schaltung nach Occhialini. $w = 5$ Ohm.
X. Schaltung nach Occhialini. Regulierwiderstand an falscher Stelle. $w = o$.
XI. Strom der Hochfrequenzmaschine. Unterbrecher.
XII. Schaltung nach Occhialini. $w = 2{,}5$ Ohm.
XIII. Duddellbogen. Große Kapazität. Elektroden schlecht gekühlt.
XIV. Schaltung nach Occhialini. $w = 1{,}5$ Ohm.
XV. Duddellbogen. Große Kapazität. Elektroden gut gekühlt.
XVI. Induktor. Spule von $3^1/_2$ Windungen.
XVII. Schaltung nach Occhialini. $w = o$ Ohm.
XVIII. Induktor. Spule von 2 Windungen.
XIX. Induktor, ohne Spule.

Die Resultate, die der Verfasser aus seinen Versuchen zieht, sind folgende:

1. Das Auftreten des Funkenspektrums ist nicht an das Vorhandensein hoher Spannung gebunden.

2. Das Auftreten des Funkenspektrums ist nicht an das Vorhandensein von elektrischen Schwingungen gebunden.

3. Ein Funkenspektrum tritt dann auf, wenn die Stromkurve aus plötzlichen Stromstößen mit dazwischen liegenden, genügend langen Pausen besteht.

4. Die Dauer dieser Stromstöße muß kleiner sein als $10^{-4}$ sec.

5. Zwischen dem Funkenspektrum und dem Lichtbogenspektrum gibt es eine kontinuierliche Reihe von Übergängen, und zwar nähert man sich durch Verlängerung der Dauer der erwähnten Stromstöße mehr und mehr dem Lichtbogenspektrum.

6. Es ergibt sich daraus, daß das Funken- und Bogenspektrum nur insofern eine spezielle Stellung in dieser Skala einnehmen, als sie die bis jetzt bekannten Endglieder dieser Kette bilden. Es ließe sich denken, daß bei geeigneten Versuchsbedingungen eine Verlängerung der Skala möglich ist.

Bei den Versuchen ist auf eine Erklärung der gefundenen Erscheinungen nicht näher eingegangen. Es sei hier angefügt, daß die Versuche es wahrscheinlich machen, daß im Funken eine höhere Temperatur herrscht als im Lichtbogen und daß daraus der verschiedene Charakter des Spektrums resultiert. Bei den kurzen Stromstößen des Funkens nimmt nur ein relativ kleines Luftvolumen an der Elektrizitätsleitung teil, und es ist wahrscheinlich, daß dadurch die Erwärmung des einzelnen Volumteilchens größer ist als im Bogen, der sich auf einen relativ viel größeren Querschnitt ausdehnt. Eine Entscheidung, ob die Verschiedenheit im Charakter des Spektrums auf rein elektrische Erregung oder auf Temperaturerscheinungen beruht, ist aber aus den mitgeteilten Versuchen nicht möglich. P. Lg.

(Eingesandt 15. September 1913.)

---

## Mitteilungen aus der Praxis.

# Die Radiogroßstation Arlington.

Von **D. W. Todd.**

Es waren bis zum Schluß des Jahres 1913 vermutlich nur sechs sogenannte „Großstationen“ für drahtlose Telegraphie in Betrieb, nämlich: Clifden in Irland, Glace Bay in Neu-Schottland, Nauen in Deutschland, Coltano in Italien, Sayville auf Long Island, N.Y., und Arlington. Die letztgenannte hat zuletzt den Betrieb aufgenommen. Sie ist die größte und gewaltigste der 48 Stationen im Küstensystem der Marine und, da sie die Geschäftsräume der Oberaufsicht enthält, die führende Station im funkentelegraphischen Betrieb der amerikanischen Marine.

Beim Bau der Station haben das Bureau of Steam Engineering und das Bureau of Yards and Docks zusammengearbeitet, wobei das letztere die Pläne zu den Gebäuden und Türmen entworfen und die Ausführungsarbeiten beaufsichtigt hat.

### Der Kontrakt über die funkentelegraphische Einrichtung.

Im Oktober 1908 bot die National Electric Signaling Company in Pittsburgh, die zur Ausnutzung der durch die Patente von Reginald

A. Fessenden geschützten Apparate für drahtlose Telegraphie gebildet worden war, durch Vermittelung des Bureau of Equipment dem Ministerium eine funkentelegraphische Einrichtung an, unter Garantie weit größerer Reichweiten, als sie irgendeine andere bestehende Einrichtung besaß, bei gleichzeitiger vollkommener Störungsfreiheit und völliger Geheimhaltung. Infolge dieses Angebotes wurde ein Vertrag ausgearbeitet und von einer Reihe von Gesellschaften Angebote für eine in Washington oder dessen Umgebung zu errichtende Großstation entgegengenommen. Diese Angebote wurden am 28. Januar 1909 geöffnet. Es wurde festgestellt, daß das Angebot der National Electric Signaling Co. das vorteilhafteste für die Regierung war, und am 7. Mai 1909 wurde ein Kontrakt unterzeichnet. Nach diesem Kontrakt sollte das Navy Department eine Station mit einem Turm oder Mast von 600 Fuß[1]) Höhe erbauen, und die Gesellschaft sollte darin ihre Apparate aufstellen. Gleichzeitig sollte die Gesellschaft zwei Aufklärungskreuzer noch vor der Vollendung der Station mit Apparaten ausrüsten, und es sollten zwischen diesen Kreuzern und der Station der Gesellschaft zu Brant Rock, Massachusetts, Vorversuche angestellt werden, für welche das Department einen regelmäßigen Beitrag zahlte. Dort wurde die für die Station in Washington in Aussicht genommene Einrichtung von 100 Kilowatt aufgestellt.

### Die Versuche zwischen der Station Brant Rock und den Aufklärungskreuzern.

Die Station zu Brant Rock war die eine Station eines Paares für den transatlantischen Verkehr errichteter Stationen. Bevor dieser Verkehr in befriedigender Weise hergestellt werden konnte, wurde der Mast der Station in Schottland durch einen Sturm umgeweht und ist nicht wieder aufgerichtet worden. Dadurch war die Station zu Brant Rock frei für andere experimentelle Arbeiten und für die Versuche der Marine mit der Einrichtung für große Energie und den beiden auf den Aufklärungskreuzern „Birmingham“ und „Salem“ aufgestellten Einrichtungen zu 10 Kilowatt. Zum Teil wegen der unzulänglichen Leistungsfähigkeit des Kessels der Station zu Brant Rock — 60 HP für eine Einrichtung von 100 Kilowatt — und wegen der Höhe des Mastes von 420 Fuß waren die Versuche erfolglos, soweit dadurch eine frühe Erfüllung des Kontraktes gefördert werden sollte. Sie waren

1) 1 Fuß = 30,4797 cm. (D. Übers.)

indessen insofern wertvoll, als sie Daten lieferten, auf Grund derer Herr Dr. Louis W. Austin eine interessante und nützliche Formel entwickelt hat, welche Entfernung, Höhe des Luftleitergebildes und Strahlungsstromstärke zueinander in Beziehung bringt. Die Art der Versuche und die Formeln hat Herr Austin beschrieben.[1]

## Die Lage der Station.

Die Station liegt in den Virginia Hills, in der Nähe von Arlington, an der Südwestecke des der Heeresverwaltung gehörenden Geländes von Fort Myer, etwa eine Meile[2] von den Gebäuden des Forts und von den Toren des Friedhofs von Arlington entfernt, sowie vier Meilen von Washington. Man erreicht sie mit den elektrischen Straßenbahnen der Washington—Virginia Railway Company, und zwar vom Postamt in 20 Minuten über Highway Bridge bis Radio, oder, weniger bequem, über Aqueduct Bridge und Fort Myer bis Hatfield Junction. Das Gelände umfaßt 13,4 acres[3] in verhältnismäßig hoher Lage, 190 Fuß über dem Meeresspiegel. Ein kleiner Fluß fließt an dem Gelände vorüber, und sein Wasser wird in den Sommermonaten benutzt werden können, um das Erdreich feucht zu halten. Der Boden ist ein Gemisch von Lehm und Kies.

## Die Türme.

Da ein hinreichend großes Gelände zum Ausspannen der Drähte einer Schirmantenne nicht leicht zu erhalten war, und weil die „Flachdachantenne“ (Schiffsantenne) einer in derselben Maximalhöhe hängenden Schirmantenne überlegen ist, entschied man sich für freitragende Stahltürme. Die Dreizahl wurde aus folgenden Gründen gewählt: Zwei Türme würden keine hinreichende Ausbreitung des Luftleiters gestatten, und vier Türme ließen sich mit dem verfügbaren Gelde nicht bauen. Die Höhe des einen Turmes mit 600 Fuß war durch die kontraktlichen Bestimmungen festgelegt. Die beiden anderen Türme würden eben dieselbe Höhe erhalten haben, falls größere Mittel zur Verfügung gestanden hätten. Ihre Höhe von 450 Fuß wurde durch die vorhandenen Mittel bestimmt. Die Türme, deren Anordnung die Gesamt-

1) Bull. Bur. Stand. 7, 315, 1911; Jahrb. 5, 75, 1912.
2) 1 Mile = 1609,3296 m. (D. Übers.)
3) 1 Acre = 4046,7838 m². (D. Übers.)

ansicht (Fig. 1), zeigt, tragen einen dreieckigen geneigten Luftleiter, dessen wirksame Höhe über dem Boden größer ist als die einer von einem einzigen 600 Fuß hohen Turm getragenen Schirmantenne.

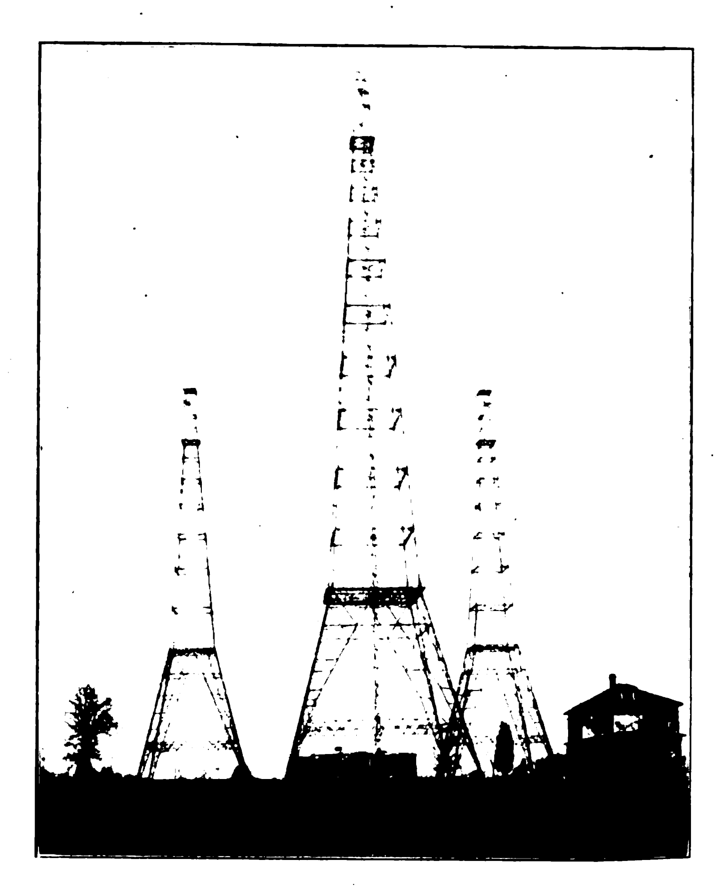


Fig. 1. Marinestation für drahtlose Telegraphie zu Arlington (Va). (Aufnahme nach Osten.)

Die drei freitragenden Stahltürme sind aus U-Trägern gebaut. Jeder Fuß ist, wie aus Fig. 2 ersichtlich wird, durch einen Block *A* aus blauem Vermontmarmor isoliert und durch Bolzen mit Unterlegscheiben aus Marmor — *B*, *B* — befestigt. Die Isolierblöcke und Isolierscheiben werden sorgsam ausgewählt, um das Fehlen von Spalten

und mineralischen Adern zu gewährleisten; sie wurden bei 200° F.[1]) 24 bis 48 Stunden lang getrocknet, durch Anlegen einer Wechselstromspannung von 100000 Volt, je eine Minute lang, geprüft und dann gefirnißt. Der Höchstdruck auf diese Blöcke beträgt 400 Pfund[2])

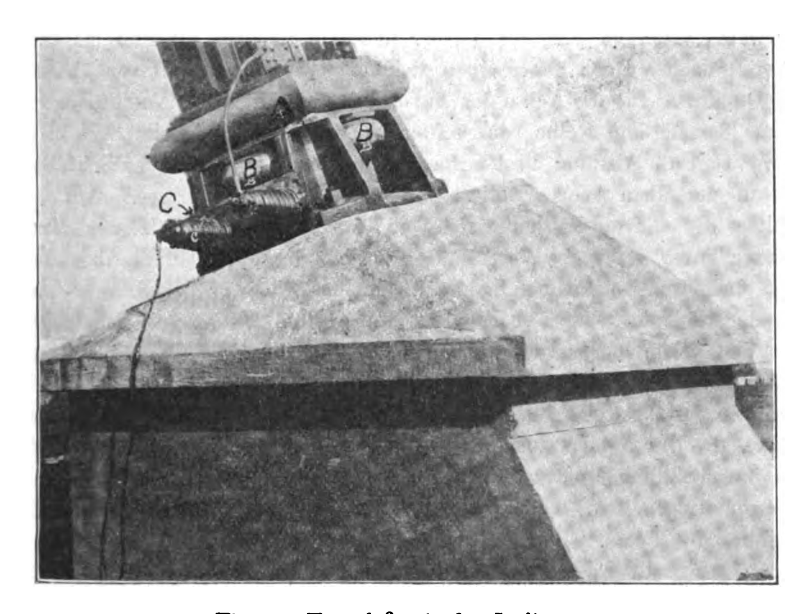



Fig. 2. Turmfuß mit der Isolierung.

auf den Quadratzoll (square inch).[3]) Die Isolierblöcke ruhen auf Unterlagen aus Gußstahl, die durch je vier Befestigungsbolzen gesichert sind, welche ihrerseits in Betonfundamenten von 12 Fuß im Quadrat Fläche und 8 Fuß Stärke verankert sind, und zwar durch 4 je 4 Fuß lange und 1 Fuß breite U-Eisen. Alle Innenräume in den marmornen Grundplatten und Unterlagplatten rings um die Befestigungsbolzen sind mit geschmolzenem Schwefel ausgefüllt. Die Marmorisolierung jedes Fußes ist kurzgeschlossen und der Turm geerdet, und zwar durch den bei *C* geschlossen dargestellten Blitzschalter.

1) Etwa 95° C. (D. Übers.)
2) 1 Pound = 453,5927 g. (D. Übers.)
3) 1 Inch = 2,54 cm. (D. Übers.)

## Der 600 Fuß hohe Turm.

Die Höhe ist von der Mitte der Grundplatten bis zur Spitze gemessen. Die Grundfläche mißt 150 Quadratfuß. In 150 Fuß Höhe befindet sich die in der Figur ersichtliche Gallerie, und 390 Fuß oberhalb dieser Gallerie befindet sich eine kleinere. Bis zu dieser Höhe aufwärts verjüngt sich der Turm, und die übrigen 60 Fuß bis zum oberen flachen Dach haben einen gleichmäßigen Querschnitt von 15 Fuß im Quadrat. In der Achse des Turmes befindet sich ein Aufzugschacht, längs dessen eine Reihe senkrechter Leitern angeordnet sind, die in je etwa 15 Fuß Abstand Plattformen aufweisen. Der Fuß des Schachtes ist in derselben Weise isoliert wie die Füße des Turmes. Auf der Spitze des Turmes erhebt sich ein 50 Fuß hoher hölzerner Mast. Dieser Turm steht am Westrande des militärischen Geländes, abgesehen von dessen als öffentliche Straße dienenden Teil. An der Nordost- und an der Südostecke der oberen Plattform befinden sich von den beiden anderen Ecken aus verankerte 30 Fuß lange Auslader, die den kleinen Türmen zugekehrt sind. Diese Auslader besitzen eine Anzahl Laschenschellen und Augbolzen zur Führung von Flaschen für Ketten oder Taue, die durch eine auf der oberen Plattform angebrachte Handwinde mit zwei Zahngetrieben betätigt werden können, um mit den Luftleitern zu arbeiten. Das Gewicht an Stahl in dem Turm beträgt ungefähr 500 Tons.[1]) Alle Türme sind so konstruiert worden, daß sie einen horizontalen Zug von 15000 Pounds an ihrer Spitze aushalten.

## Die 450 Fuß hohen Türme.

Die Mittelpunkte der beiden Türme von 450 Fuß Höhe liegen in den Ecken eines gleichschenkligen Dreiecks, dessen Scheitel die Spitze des höheren Turmes bildet. Die Grundlinie des Dreiecks ist 350 Fuß lang und liegt praktisch in einer von Norden nach Süden verlaufenden Linie. Die Höhe beträgt ebenfalls 350 Fuß in ungefähr ost-westlicher Richtung. Die beiden Türme sind in den meisten Punkten dem großen Turme ähnlich, nur daß die untere Gallerie fortgelassen worden ist. Die senkrechten Leitern sind durch Treppen ersetzt, die in verschiedenen diagonalen Absätzen verlaufen und dabei mehrmals rund um den Turm gehen; das untere Ende der Treppen bildet eine senkrecht vom Boden aufsteigende hölzerne Leiter. Die Auslader an den Seiten, die dem anderen 450füßigen Turm zugekehrt

1) 1 Ton = 1016,0475 kg. (D. Übers.)

sind, sind 15 Fuß lange Verlängerungen der Seiten der oberen Plattformen.

Das Stahlgewicht in jedem der beiden kleineren Türme beträgt ungefähr 275 Tons.

## Die Gebäude.

Es sind ein Senderhaus, ein Empfängerhaus und ein Brunnenhaus vorhanden. Eine weitere Baulichkeit außerhalb dieser drei ist ein Paar hintereinander angelegter Senkgruben zur Aufnahme der Abwässer (Fig. 3).

## Das Senderhaus.

Der eigentliche Senderraum, in dem alle Maschinen, mit Ausnahme der Werkstattutensilien, untergebracht sind, ist ein Raum von 40 × 64 Fuß in einem einzigen Stockwerk, das vom Boden bis zur Dachunterkante 33 Fuß mißt. Er enthält die Kraftumformer (im Keller), den Sender, die Schaltbretter, die Fundamente für einen direkt gekuppelten Gleichstromgenerator für 15 Kilowatt, der durch einen Rohölmotor zu betreiben ist, und eine Prüfplatte auf besonderem Fundament. Ein Laufkrahn für 10 Tons durchläuft die ganze Länge des Raumes auf 24 Fuß auseinanderliegenden Schienen. Es ist reichlich Raum für die Aufstellung weiterer Maschinen gelassen, vor allen Dingen für einen Rohölmotor für die Erzeugung von Kraft für den örtlichen Gebrauch. Zu diesem Zwecke ist im Fußboden ein großer Raum offen gelassen worden, der, um den Fußbodenraum zu vergrößern, teilweise überdeckt worden ist. Am Nordende des Gebäudes befindet sich ein zwei Stock hoher Ausbau von 30 × 38 Fuß. Das untere Geschoß hat einen Raum für ein Laboratorium und eine Sammlung; ein anderer gleich großer Raum wird jetzt als Werkstatt benutzt und enthält eine 12zöllige Drehbank, eine Hobelbank, eine Bormaschine, einen Schleifstein und Schmirgelräder. Ein kleineres Amtszimmer am äußersten Nordende des Gebäudes ist ein kürzlich eröffnetes Postamt vierter Klasse mit der Bezeichnung „Radio, Virginia". An diesem Ende des Gebäudes befindet sich eine Treppe zum zweiten Stockwerk, in dem drei Diensträume für den Aufseher des funkentelegraphischen Dienstes gelegen sind. Die Treppe führt weiter zum Dach und endet in einer Dachluke. Das Ziegeldach ist flach und hat ein 3 Fuß hohes Geländer; es erstreckt sich in zwei Höhen über die ganze Länge des Senderhauses. Auf dem Dache befindet sich ein hölzerner Wasserbehälter von



Fig. 3. Westfront der Gebäude.

19000 Gallonen[1]) Fassungsvermögen bei 16 Fuß Tiefe, der mittels einer elektrischen Pumpe aus dem in der Nähe der Baulichkeiten belegenen 150 Fuß tiefen Brunnen gefüllt wird.

## Das Empfängerhaus.

Das Empfängerhaus enthält den Empfänger- und Arbeitsraum, das Dienstzimmer des Telegraphisten, Dienstraum und Schlafzimmer des diensttuenden Offiziers der Station, Speisezimmer, Küche, Wohnräume und Bibliothek für die Leute.

## Der Empfängerraum.

Der Empfängerraum ist besonders schallsicher gebaut.

Der Empfangsluftleiter geht durch einen großen Isolator $B$ (Fig. 4) aus Isoliermasse, der für einen kleinen Sender ausreicht für den Fall, daß der Wunsch bestehen sollte, einen solchen zeitweise aufzustellen. Die Antennenleitung ist an ein Kupferband $C$ angelötet, das durch eine in der Figur nicht sichtbare, kleine Luftstrecke von einem geerdeten ähnlichen Kupferband $D$ getrennt wird. Klemmen zum Anschalten einer Anzahl voneinander unabhängiger Empfängereinrichtungen für verschiedene Wellenlängen sind vorgesehen, und der aufnehmende Beamte kann sie nach Belieben mittels eines als „Abstimmungswähler" („Tune-shifter") bezeichneten Schalters anschließen.

Der diensttuende Telegraphist ist, was Geräusche anlangt, praktisch von jeder Störung sicher. Er verkehrt mit dem Senderraum durch Signallampen und mit dem ihn ablösenden Telegraphisten im benachbarten Dienstraum durch einen Telautographen. Zwei schwere Tische dienen zur Aufnahme der Empfänger und der Meßinstrumente, von denen in Fig. 4 eine Auswahl zu sehen ist, während ein schweres steinernes Traggestell für ein Galvanometer in die Wand eingelassen ist. Die Hebel für die Antennenschalter befinden sich dicht am Arbeitstisch ($EE$). Der Sender wird mittels eines kleinen Senderschlüssels betätigt. Der Empfangsapparat, den die National Electric Signaling Company ursprünglich mit der Einrichtung geliefert hatte, bestand aus veränderlichen Umformern, Selbstinduktionen und Kondensatoren als

[1]) 1 Gallon = 3,7853 l. (D. Übers.)

getrennten Einheiten nebst elektrolytischen Detektoren. Diese Ausrüstung ist jetzt nicht als Ganzes in Gebrauch.

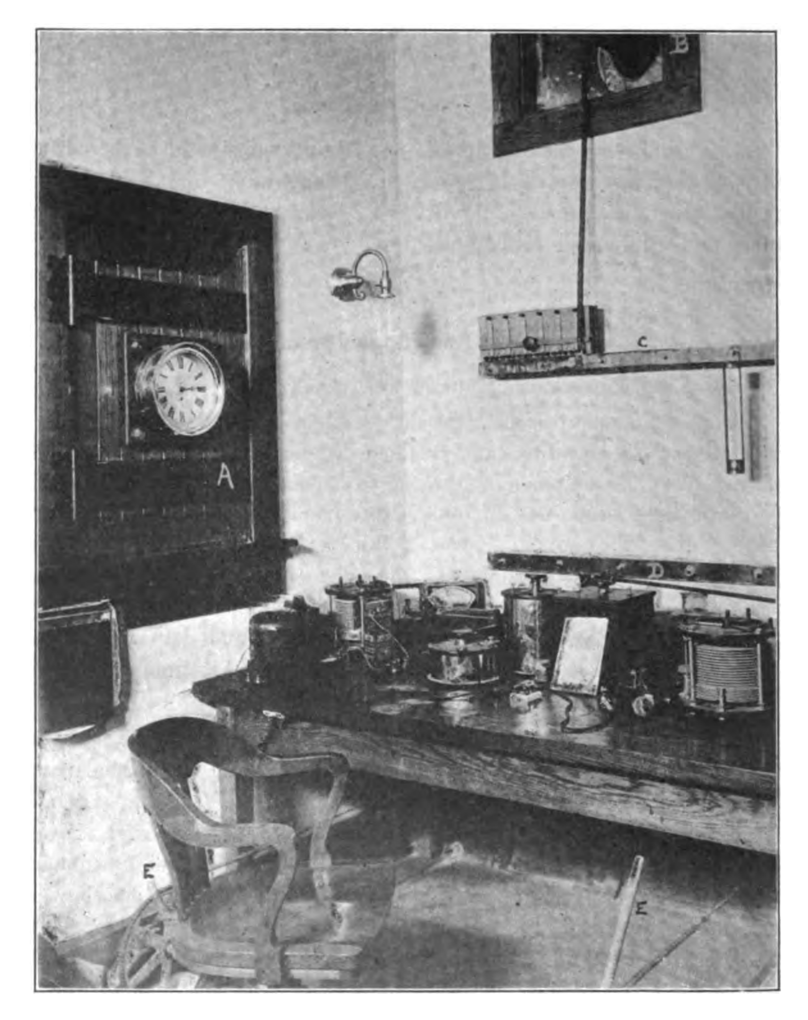



Fig. 4. Eine Ecke im Empfängerraum.

## Der Dienstraum des Telegraphisten.

In diesem Raum nimmt ein zweiter Telegraphist sämtliche Nachrichten auf und schreibt sie mittels einer Maschine in ein besonderes

autographisches Register ein. Die Maschine fertigt davon gleichzeitig drei Abschriften an und rollt eine davon in einem geschlossenen Kasten zur Aufbewahrung auf. Auf einem Tische befindet sich eine kleine „Monitor“-Schalttafel, mittels welcher sechs Stationstelephone unter sich verkehren oder an das städtische Netz von Washington angeschlossen werden können; das letztere geschieht durch zwei Leitungen, von denen die eine zum Amte „West“ der Chesapeake and Potomac Telephone Company und die andere unmittelbar zur Betriebsabteilung des Sekretariats und zum Bureau of Steam Engineering führt. Ferner ist ein Telautograph zum Verkehr mit dem Telegraphisten am Empfänger vorhanden, sowie ein Telegraphenschalter, der an die Stadtämter der Western Union und der Postal Telegraph Gesellschaften angeschlossen ist, endlich für jede der beiden Linie ein Zeitsignalrelais.

## Das Hauptlaboratorium.

Das Laboratorium ist gegen vagabundierende Ströme und gegen die Induktionswirkungen des Senders durch „Clinton“-Drahtnetz geschützt, gerade wie der Empfängerraum. Für die feineren Instrumente sollen Gehäuse beschafft werden und für die Galvanometer besondere Träger auf unabhängig vom Fußboden gemauerten besonderen Fundamenten. Kupferstreifen sind von der Haupterde an verschiedenen Stellen bis auf die Höhe der Arbeitstische geführt werden. Führungen für Leitungen zum Hauptschaltbrett sind vorgesehen, so daß Strom jeder beliebigen Art erhältlich ist.

## Der Sender.

### Kraftquelle.

Die gegenwärtige Kraftquelle ist die Anlage der Potomac Electric Company in Bennings, D. C. Die Zuleitung erfolgt unterirdisch über die Verteilungsstelle der Gesellschaft an Fourteenth Street und B. Street, NW., Washington, D. C., zur Aqueduct Bridge. Von dort geht die Leitung oberirdisch bis auf 500 Fuß vom Senderraum, dann weiter unterirdisch zu den Umformern. Der Strom ist dreiphasig bei 25 Touren unter 6600 Volt, die auf 220 Volt umgeformt werden. Die drei 6 Fuß hohen Umformer stehen im Keller des Senderraumes. Von diesen Umformern aus wird der Strom zum ersten Felde (*A*) der

Hauptschalttafel (Fig. 5) geführt. Das zweite Feld (*B*) enthält die sekundäre Verteilung des Stromes von 25 Touren. Die Verteilung erfolgt gegenwärtig an die Brunnenpumpe und an die Ventilationsmotoren des Empfängerraumes. Es sind Klemmen und Schalter für eine Gleichstromgeneratoreinrichtung vorhanden, ferner für Motoren für den Turmaufzug, für die Ventilation der Batterie usw.

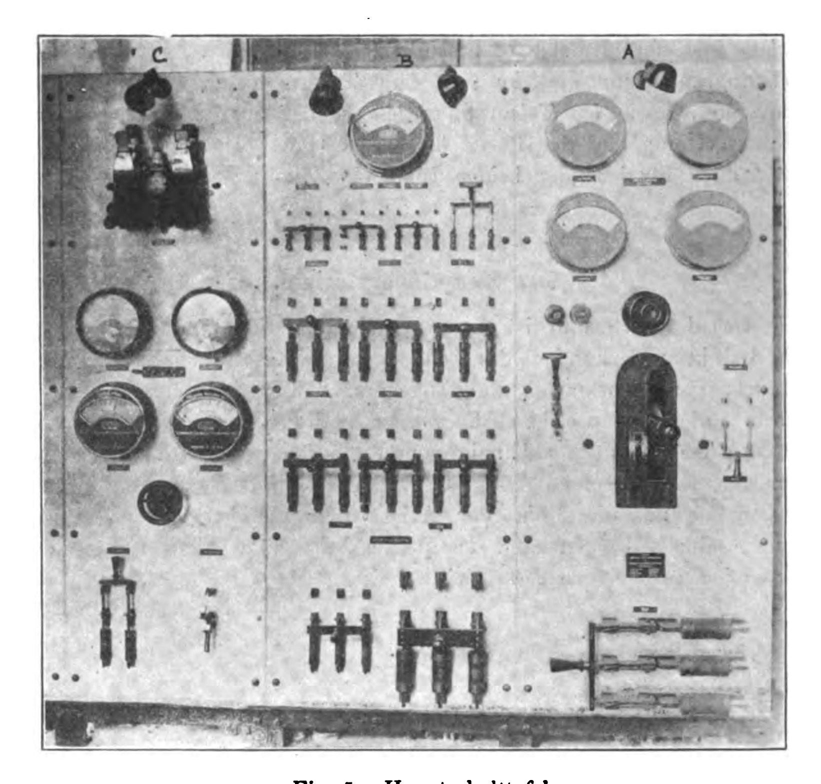



Fig. 5. Hauptschalttafel.

Die Triebkraft für den 100-Kilowatt-Generator besteht aus einem 200pferdigen, dreiphasigen Westinghouse-Synchronmotor von 220 Volt bei 500 Umläufen in der Minute (*A* in Fig. 6) mit ruhendem Anker und rotierendem Feldmagnet. Der Feldmagnet hat sechs Pole und wird durch einen Erreger von 8 Kilowatt bei 110 Volt erregt, der unmittelbar mit der Motorwelle verbunden ist und außerdem noch

einen nur zum Anlassen benutzten kleinen Kurzschlußanker hat. Der Erregergenerator $B$ liefert auch die Ströme zur Erregung der Felder des weiter unten genannten 100-Kilowatt-Generators, sowie, wenn der Sender nicht benutzt wird, den Strom für die Werkstattmaschinen und für einen kleinen Luftkompressor, der zum Aufpumpen der Kondensatoren dient.

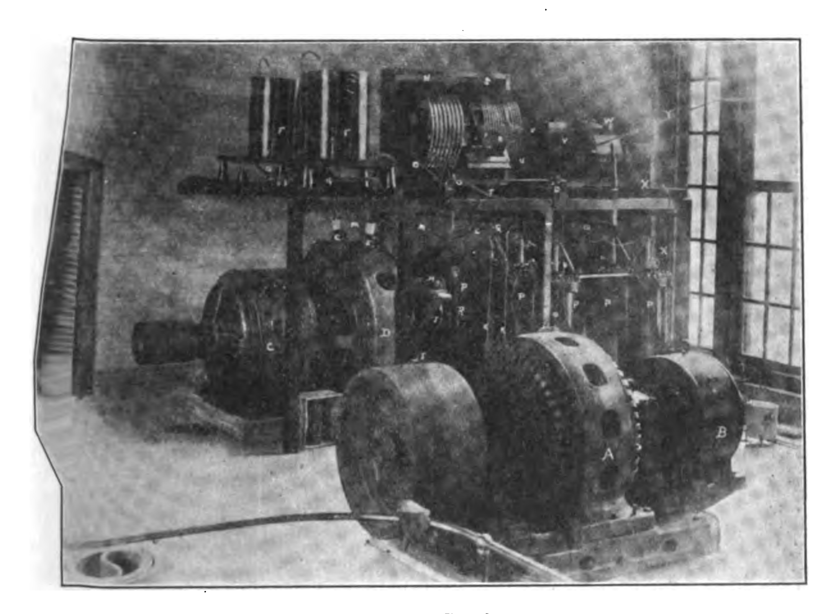


Fig. 6. Sender.

Zum Anlassen des Motors dient ein selbsttätiger Westinghouse-Anlasser, der aus einem Ölumschalter und einem dreispuligen Umformer zum selbsttätigen Anlassen besteht. Der Motor setzt einen vielphasigen Induktionsmotor in Gang, mit dem eine Spule des Selbstumformers in jeder Phase in Reihe geschaltet ist, so daß das Anlaßpotential verringert wird, bis der Motor seine volle Geschwindigkeit erreicht hat, worauf dann der Selbstanlasser ausgeschaltet und der Motor direkt in den Hauptkreis eingeschaltet wird.

## Generator.

Der Motor treibt den Generator $C$ mittels eines 19zölligen Lederriemens. Der Generator läuft mit einer Geschwindigkeit von 1250 Um-

drehungen in der Minute und ist eine 100-Kilowatt-Maschine mit 220 Volt und 500 Touren mit einem 48poligen rotierenden Feldmagnet, der von dem Motorerreger aus erregt wird, sowie einem ruhenden Anker, der entweder in Reihen- oder in Mehrfachschaltung geschaltet werden kann. Mit der Ankerachse ist direkt eine synchron rotierende Funkenstrecke verbunden, die aus einer Hornfiberscheibe von 4 Fuß Durchmesser und 1 Zoll Stärke (Fig. 7) besteht. Am Umfange der Scheibe

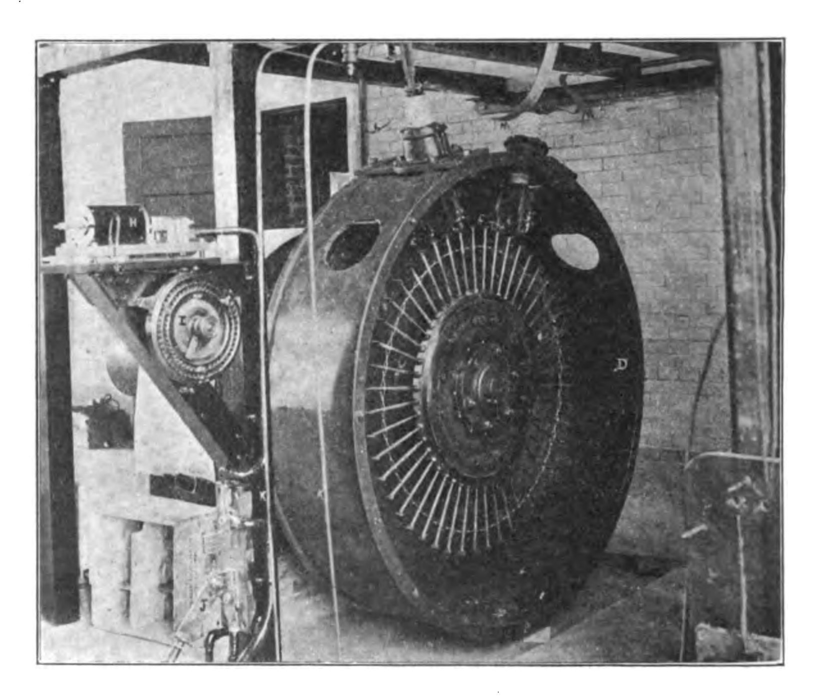



Fig. 7. Rotor und Funkenstrecken.

befindet sich ein flaches Messingband, und an dieses sind 48 fünfzöllige Kupferspeichen angeschraubt, die an den Spitzen 3 Zoll voneinander entfernt sind, so daß auf jede Feldspule eine Speiche entfällt. Der Rotor wird vollständig von einer Trommel *D* von 6 Fuß Durchmesser bei 2 Fuß Breite umschlossen, in die oben zwei Elektroden in starken, gehärteten Porzellanisolatoren eingeschaltet sind. Die feststehenden Elektroden sind hohle Kupferröhren mit Wasserkühlung; das Kühlwasser wird aus den oberhalb angebrachten Behältern *FF* (in Fig. 6)

zugeführt und durch zwei kleine elektrische Pumpen ($PP$) in Umlauf erhalten.

Sie sind radial einstellbar, und auch die Trommel, in welche die Elektroden eingeführt sind, läßt sich durch eine Kurbel- und Schraubenvorrichtung um einen kleinen Winkel drehen. Die radiale Einstellung erfolgt so, daß der Rotor die feststehenden Elektroden um etwa 0,004 Zoll freigibt, und die Trommel wird so gedreht, daß, wenn die Ankerspulen das Maximum an Kraftlinien schneiden, die stationären Elektroden ein wenig vor der Mittellinie zwischen zwei Speichen liegen, und in dieser Stellung ist die rotierende Funkenstrecke mit dem Generator synchron, und es erfolgt dann bei jedem Wechsel eine Entladung, oder 1000 Entladungen in der Sekunde. Diese Einstellung gilt natürlich nur, wenn Primär- und Sekundärkreis des Umformers in Resonanz stehen.

Die Funkenstrecke ist zweiteilig, denn der Funken springt bei der einen feststehenden Elektrode auf den Rotor über, während der Strom an der anderen mit einem anderen Funken wieder austritt. Nachdem ein paar Funken übergegangen sind, besteht eine Leitung von etwa 1 Zoll im Übergange des Funkens ohne eine Verzögerung, d. h. ein Funkenübergang von irgendeiner bewegten Elektrode setzt ein, wenn sie etwa 1 Zoll von einer der beiden feststehenden Elektroden entfernt ist, aber nach ihrem Durchgange geht kein Funken über.

Der Strom von 500 Perioden wird vom Generator zur Schalttafel $C$ (Fig. 5) geleitet, dann durch einen Unterbrecher zum Umformer im Keller, wo die Spannung von 220 Volt auf 25000 Volt erhöht wird. In beiden Zweigen dieses Primärkreises sind veränderliche Impedanzen vorhanden, um Resonanz zu erreichen, und der eine Zweig wird durch den Hauptschalter $H$ (Fig. 7) unterbrochen, zu dem ein veränderlicher Widerstand im Nebenschluß liegt. Wenn der Schlüssel offen ist, geht etwas Strom durch den Gitterwiderstand an ihm vorbei und gestaltet dadurch das Arbeiten des Generators gleichförmiger. Der Widerstand verhindert auch eine übermäßige Funkenbildung an den Schlüsselkontakten beim Senden. Bei $I$ ist ein Rheostat zur Regelung des Gleichstromes in der Spule und bei $J$ ein Ausschalter. Ein kleiner Schlüssel im Arbeitsraum betätigt den Spulenschlüssel.

In den vom Umformer kommenden sekundären Leitungen befinden sich in jedem Zweige zwei Gruppen von Selbstinduktionen. Die eine Gruppe ist veränderlich zur Erzielung der Resonanz, während die andere den Umformer gegen Rückstöße schützt.

## Der geschlossene Schwingungskreis.

Fig. 8 zeigt die Anordnung des geschlossenen und des offenen Schwingungskreises. Alle Leitungen bestehen aus umklöppeltem Kupferdraht, oder aus Kupferband, oder aus Kupferrohr. Vom Umformer zur Funkenstrecke und zum Kondensator besteht die Leitung aus Stabkupfer Nr. 00 (*K*, Fig. 6), und halbzölligem umklöppeltem Kupferdraht (*L*). Von der feststehenden Elektrode der Funkenstrecke führt 2zölliger umsponnener Kupferdraht zur Primären des Schwingungsumformers und zum Kondensator (*M M*). Von der Primären zum Kondensator gehen 2zölliger umklöppelter Kupferdraht und 1zölliges Kupferrohr.

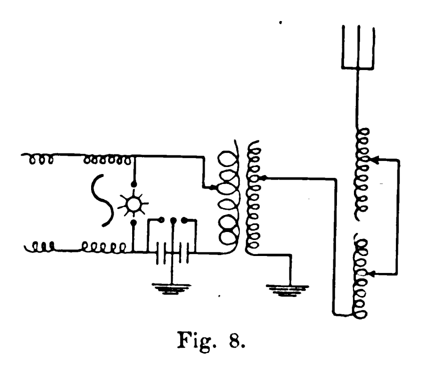


Fig. 8.

Die primäre Selbstinduktion *N*, die mit dem Kondensator in Reihe geschaltet ist, ist eine auf einen hölzernen Rahmen mit einem Durchmesser von etwa 4 Fuß aufgewickelte Spirale aus 1zölligem Kupferrohr. Die Verbindungen mit der Funkenstrecke und mit dem Kondensator lassen sich beide durch Klemmen einstellen. Die Spule als Ganzes läßt sich axial gegen die feststehende Sekundärspule bewegen, um die Koppelung zu verändern, und zwar mit Hilfe einer durch eine Seilführung *O O O* betätigten Schraube.

## Die Kondensatoren.

Es sind fünfzehn Preßluftkondensatoren, *PP*, Type Fessenden, vorhanden, und zwar in zwei Gruppen von je sieben hintereinander mit einem überzähligen, der an jede der beiden Gruppen angeschaltet werden kann. Diese Kondensatortype eignet sich für große Energiemengen, da sie sich, falls das Dielektrikum (komprimierte Luft) durchschlagen wird. sofort selbst wieder herstellt. Die Verluste sind klein, weil keine

Büschelentladungen vorkommen. Der Kondensator besteht aus einem großen zylindrischen Stahlbottich, in dem kreisrunde Stahlblechplatten von zwei Gruppen zu je drei Stäben gehalten werden (siehe Fig. 9). Jede zweite Platte ist mit dem Bottich selbst verbunden, während die dazwischen liegenden Platten durch die sie tragenden Stäbe mit einer durch den Gußstahldeckel des Bottichs hindurchgeführten und durch Porzellan isolierten Stange verbunden sind. Der Deckel des Bottichs ist mit Bolzen an einem Flanschring am oberen Ende des Bottichs befestigt, und ein bleierner Unterlegring unter dem Deckelrande, sowie eine Bleihülse rings um die Isolierung gewährleisten einen luftdichten Schluß. Die Platten sind je $^1/_8$ Zoll voneinander entfernt und würden unter Atmosphärendruck kaum die Spannung der Sekundären des Umformers aushalten. Nachdem die Platten richtig verteilt worden und die Bottiche auf einen Druck von 250 Pfund geladen worden sind, erhalten sie eine besondere Behandlung, um den dielektrischen Widerstand zwischen den Platten zu erhöhen. An der Außenseite des Bottichs wird zwischen der isolierten Stange und der Klemme am Bottich selbst eine Sicherheits-Funkenstrecke angebracht, die wenig größer ist als der Plattenabstand. Dann wird der Primärstrom intermittierend angelassen, um einen Funkenübergang im Innern zu veranlassen, bis die Staubteilchen verbrannt sind; dann wird der Funke die Sicherheitsfunkenstrecke überspringen. Nun wird diese erweitert und das Verfahren solange wiederholt, bis die Funkenstrecke einen Zoll beträgt. Während dieses „Ausbrennens“ wird dafür gesorgt, daß die Generatorspannung möglichst niedrig ist. Durch diese Behandlung kann man den Kondensator so herrichten, daß die Sicherheitsfunkenstrecke von 1 Zoll eher durchschlagen wird, als das Dielektrikum aus komprimierter

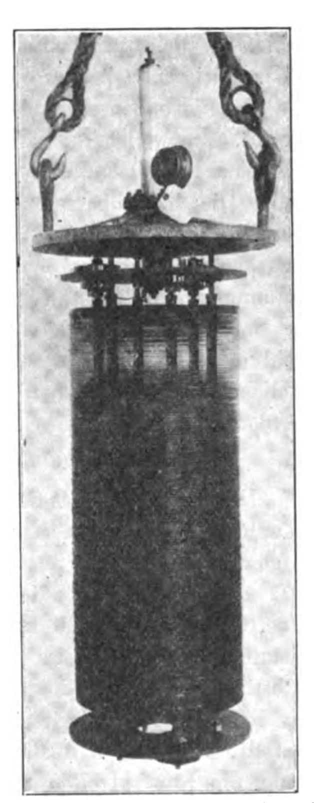


Fig. 9. Platten, Deckel und Isolierung des Preßulftkondensators.

Luft von $^1/_8$ Zoll Stärke zwischen den Platten von einem Funken durchbrochen wird.

Jeder Kondensator hat eine Kapazität von 0,036 Mikrofarad. Es werden vierzehn Einheiten in gemischter Schaltung verwendet, so daß die Spannungen abnehmen, und zwar werden zwei Gruppen zu je sieben parallel und dann die beiden Gruppen hintereinander geschaltet. Die resultierende primäre Kapazität beträgt 0,126 Mikrofarad.

Jede Kondensatorengruppe besitzt eine Sammelschiene (*Q Q* in Fig. 6), an welche die isolierten Kondensatorklemmen durch umsponnene Kupferschnüre und eine Schmelzdrahtsicherung angeschlossen sind. Die benachbarten Bottiche sind durch einzölliges Kupferrohr miteinander verbunden, und die von der Mitte der ganzen Gruppe ausgehende Erdleitung ist ein 2zölliges Kupferrohr, *R*. Um ungleiche Spannungen in den beiden Kondensatorbatterien zu verhindern, sind die Sammelschienen durch Selbstinduktionen mit 8zölligen kupfernen Hohlkugeln verbunden, die in gleichen Abständen von einer dritten, ähnlichen Kugel zwischen ihnen befestigt sind. Die dritte Kugel ist geerdet.

### Die sekundäre Selbstinduktion und die Ladespule.

Die Sekundäre des Schwingungsumformers, *S*, besteht aus zwanzig Windungen $^3/_8$ zölligen Kupferrohres, das ähnlich wie in der Primären aufgewickelt ist; eine angelötete Leitung aus dreizölligem Kupferband, *T T*, geht durch den Nebenschluß eines Hitzdrahtamperemeters zur Erde. Eine zweizöllige umsponnene Kupferleitung hat eine federnde Klemme zur Verbindung jedes beliebigen Punktes der Spule mit der Selbstinduktion der Antenne oder der Ladespule von 54 Windungen aus Kupferband. Die Schwingungsumformer werden annähernd eingestellt, ehe der Schlüssel geschlossen wird. Dann kann die Ladespule, die Kontaktrollen *W* hat, während der Funke schwingt, so gedreht werden, daß der offene Schwingungskreis als Ganzes zur Resonanz gelangt. Das zu diesem Zwecke geeignet aufgestellte Hitzdrahtamperemeter kann beobachtet werden, während die Selbstinduktion der Antenne durch einen Schnurlauf *X X* verschoben wird, bis das Maximum der Strahlung erreicht ist.

### Die Antennenleitung.

Die Antennenleitung ist ein einzölliges Kupferrohr *Y* mit fester Anschlußstelle an die Selbstinduktion der Antenne. Sie ist außerhalb des Gebäudes durch einen großen Isolator *Z* aus Elektrose hindurchgeführt, der in ein Glasfenster von 1 Zoll Stärke bei 5 Fuß im Quadrat

eingesetzt ist. Von diesem Punkte aus geht die Leitung zu dem einen Pol des Dreiwegsschalters der Senderantenne auf der oben erwähnten kurzen Stange.

## Die Luftleiter.

Der Hauptluftleiter ist dreieckig angelegt. Zwei Stücke, die zwischen Spreizen 355 Fuß lang sind, hängen an den Schellen außer-

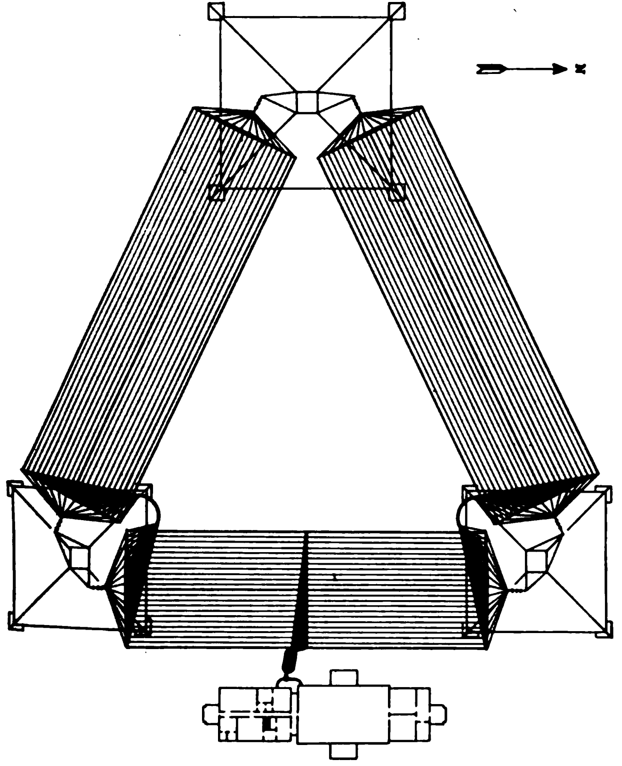
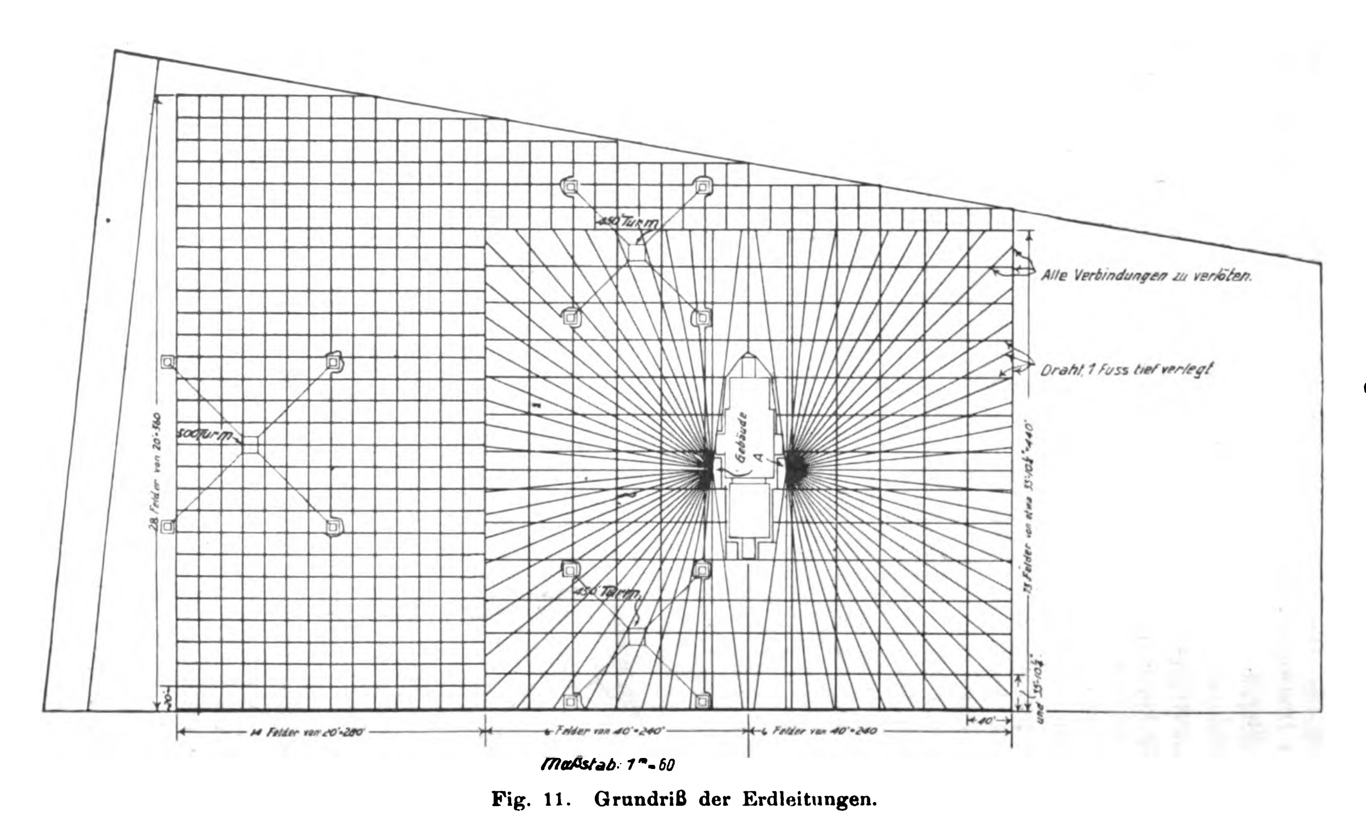


Fig. 10. Grundriß der Hauptantenne.

halb des Hauptturmes herab zu den Schellen außerhalb der kleinen Türme. Das Hauptstück, das zwischen Spreizen 240 Fuß mißt, ist eine „Flachdach-T-Antenne“, deren abwärts führende Drähte 300 Fuß weit als Fächer, dann als Käfig geführt werden (*A* in Fig. 3), bis die Drähte zusammen zu dem Arme eines Blitzumschalters geführt werden (*B*, Fig. 3). Die drei Teile hängen an Spreizen aus verstärktem Rohr und Gitterwerk, die 88 Fuß breit sind, wie in Fig. 10 er-




Maßstab: 1" = 60'

Fig. 11. Grundriß der Erdleitungen.

sichtlich. Die Achse jeder Spreize ist ein dreizölliges Rohr aus galvanisiertem Eisen. Die Spreizen hängen an Gurten, in die Spannwirbel zum Ausgleich des Zuges eingesetzt sind. Die Gurten sind alle zu einem zehnzölligen Ringe geführt und hängen an Schellen an Ausladern in zehn großen Isolatoren aus „Elektrose“. Das Ende des Systems ist an der Spitze des 600füßigen Turmes offen. Die Antennendrähte bestehen aus 23 Normalantennendrähten aus Phosphorbronze, deren jeder sieben Strähnen von Draht Nr. 20 enthält. Die äußeren Drähte und der mittlere Draht bestehen aus sieben einzelnen Drähten, die zu drei Kabeln zusammengefaßt sind, um den Zug aufzunehmen. Die Sicherungstrossen zwischen den geneigten Teilen des Luftleiters und der Haupt-„T“-Antenne bestehen aus 23 zusammengenommenen und von dem Turme freihängenden Drähten. Alle Antennendrähte sind an die Spreizen angelötet und haben Sicherungstrossen, die an Gurten angelötet sind. Mithin bilden alle sechs Spreizen und deren Gurten Teile der Kapazität des Luftleiters. Die Eigenwelle des Luftleitergebildes ist 2170 m, seine Kapazität 0,0094 Mikrofarad. Zwischen dem Hauptturm und dem Südostturm befindet sich eine kleinere etwa 220 Fuß lange Empfangsantenne aus sieben an 30füßige Gasrohrspreizen angelöteten Drähten. Es ist eine richtige „Flachdach-Antenne“ von etwa 300 Fuß Höhe über dem Boden mit abwärtsführenden Drähten, die von der nächstgelegenen Spreize zusammengeführt und zum Schalter *C* der Empfangsantenne geführt werden. Dieser kleinere Luftleiter soll für die sekundäre Stationseinrichtung als Sender- und Empfängerantenne für den Ortsverkehr dienen. Seine natürliche Wellenlänge ist 900 m, seine Kapazität 0,0023 Mikrofarad.

## Die Antennenschalter.

Die Schalter für beide Antennen sind auf kurzen Pfählen gegenüber dem Empfängerraum montiert (siehe Fig. 12) und werden vom Telegraphisten mittels Kettengetriebes *D D D* bestätigt. Jede Antenne kann nach Belieben geerdet werden. Jede kann als Empfangsantenne benuzt werden, oder sie können nebeneinander zum Empfang benutzt werden. Die große Antenne dient normalerweise zum Empfange bei Wellenlängen oberhalb ihrer natürlichen Periode und die kleinere gewöhnlich für die kürzeren Wellen.

## Die Erde.

Als die Ausschachtungen für die Füße der Türme und die Gebäude vorgenommen wurden, wurde blanker Kupferdraht (Nr. 6) in

parallelen Zügen unter Zement verlegt. Diese Drähte wurden später an einzelne gleich starke Drähte angelötet, von denen Kupferbänder nach außen durch das Fundament an etwa 24 Stellen auf allen Seiten der

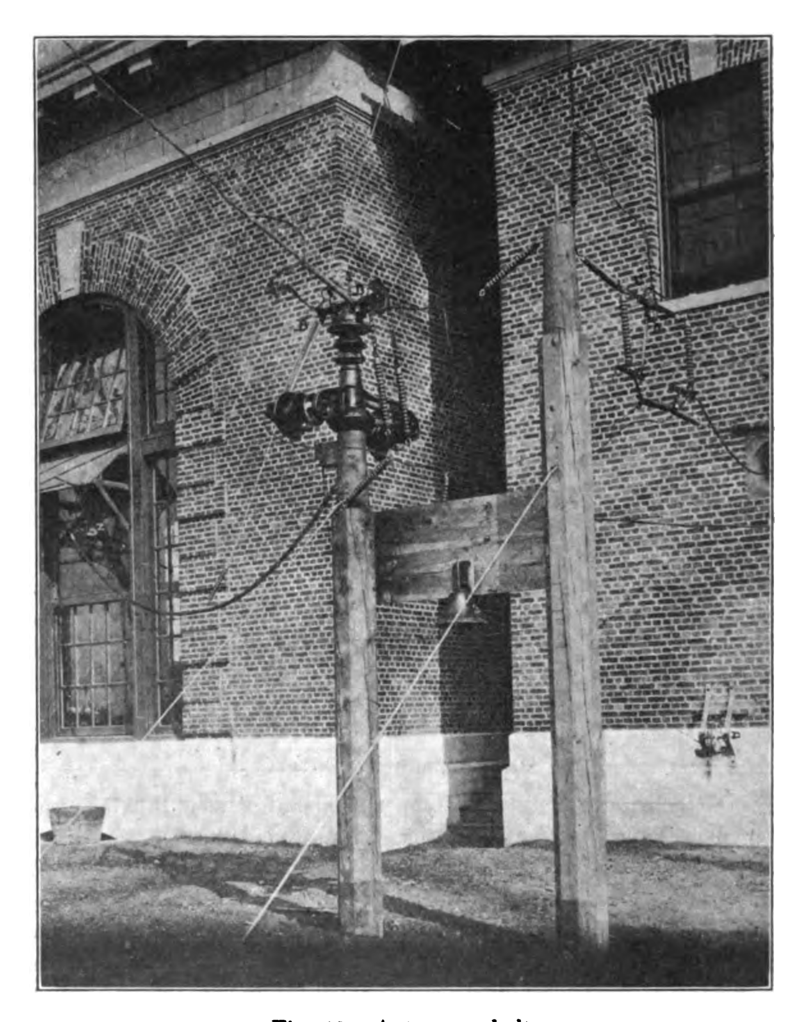


Fig. 12. Antennenschalter.

Baulichkeiten zu einer äußeren Sammelschiene geführt wurden; diese wurde von zwei blanken Kupferdrähten Nr. 6 gebildet und umgab das Fundament vollständig. An diese Sammelschiene sind blanke Kupferdrähte Nr. 12

angelötet, die sich senkrecht bis an die Grenzen eines Quadrates von 480 Fuß Seitenlänge erstrecken, in dessen Mitte ungefähr die Gebäude stehen; die Drähte führen zu umgrenzenden Drähten, die ihrerseits parallel zu den Seiten der Gebäude verlaufen. Diese Drähte werden senkrecht von anderen gekreuzt und bilden so Quadrate von 40 Fuß Seitenlänge; sie sind an den Kreuzungspunkten verlötet. Ein weiteres System von Erddrähten strahlt von $^1/_8$ Zoll starken Kupferplatten von 4 Fuß 6 Zoll im Quadrat, östlich und westlich vom Senderhaus aus; die Platte auf der Westseite ist 6 Fuß tief eingegraben, und zwar dicht am Fundament und so nahe am Sender wie möglich. Sie ist mit einer ähnlichen Platte auf der Ostseite durch sechs Kupferdrähte Nr. 6 quer verbunden, die an die oben genannten Sammelschienendrähte an den Kreuzungspunkten angelötet sind. Von diesen beiden Platten strahlen nach allen Seiten hin blanke Kupferdrähte Nr. 12 bis zu den Umgrenzungsdrähten aus. Nahe beim unteren Ende jedes Fußes der Türme sind Kupferplatten als Blitzableitererden eingegraben, die denen in der Nähe der Gebäude ähnlich sind und etwa 4 Fuß tief liegen. Überall da, wo radiale oder senkrechte Drähte nahe an diesen Platten vorbeigehen, sind sie an diese angelötet; ebenfalls sind überall da, wo sich die Drähte der beiden Systeme kreuzen, die Kreuzungsstellen verlötet. An der Nord- und an der Westseite des Quadrates von 480 Fuß Seitenlänge erstreckt sich ein rechtwinkeliges Drahtsystem bis zu den Grenzen des Geländes und teilt so den Raum in etwa 300 Quadrate von 20 Fuß Seitenlänge; dabei sind alle Kreuzungen verlötet und alle das Quadrat von 480 Fuß Seitenlänge berührenden Drähte an dessen Umgrenzungsdrähte angelötet. Auf der Nordseite verlaufen die Drähte in sumpfiges Land, das von einem kleinen Bach dräniert wird. Außer diesen Drähten ist ein Draht Nr. 6 längs der Abzugsröhren zur ersten Senkgrube geführt, zweimal um diese herumgelegt, dann weiter zur zweiten Senkgrube geführt, zweimal um diese herumgelegt und dann in die Grube selbst hineingeleitet. Die radialen und die senkrechten Drähte wurden während der Planierungsarbeiten etwa einen Fuß tief eingegraben; darauf wurde der Boden geebnet und Hafer gesät, um das Erdreich für Gras vorzubereiten. Ferner wurden die erforderlichen Steinschotterstraßen und mit Schlacken befestigten Fußwege angelegt[1]).

---

1) Drahtstärke Nr. 6 = 5 mm Durchmesser, Nr. 12 = Nr. 17 Westphälische Lehre, ca. 2,7 mm Durchmesser. (D. Übers.)

### Die Versuche.

Während der Vorversuche, bei denen mit verminderter Energie mit acht Kondensatoren in zwei Gruppen von je vieren gearbeitet wurde, wurde die Strahlung allmählich bis auf 102 Ampere gesteigert. Mit dieser Strahlung wurden, dank der günstigen Jahreszeit, Nachrichten mit Mare Island, Key West, Colon, Guantanamo und San Juan zur Nachtzeit ausgetauscht. Key West und alle Stationen an der Küste des Atlantischen Ozeans und des Golfes konnten ohne Schwierigkeiten bei Tage empfangen, wenn keine lokalen Störungen es verhinderten, aber die ferner gelegenen Stationen konnten wegen geringer Energie nicht antworten. Bei Nacht wurden gelegentlich Clifden und Eiffelturm wahrgenommen.

Während der Vorversuche war die Sender-Wellenlänge 4000 m. Für den regelmäßigen Betrieb wird die Wellenlänge 2500 m und 3500 m betragen im Verkehr mit Stationen über kleinere Entfernungen, dagegen ca. 5000 m für große Reichweiten, speziell im Verkehr mit der Panama-Station. Was den Empfang in Arlington angeht, so können jetzt mit verbesserten Empfangsapparaten alle europäischen Großstationen, die lange Wellen benutzen, sowohl bei Tag als bei Nacht gehört werden.

(Nach einem gekürzten Sonderabdruck von Journ. Am. Soc. Nav. Eng. **25**, 60—80, 1913, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 14. August 1913.)

Adresse des Autors: U. S. Naval Radio Telegraphic Laboratory, Navy Department, Washington D. C., U. S. A.

---

## Stoßsender der drahtlosen Telegraphie.[1]

In seinem Aufsatz der Elektrot. Ztschr. 1914, S. 322 und 359 erwähnt Dr. Nesper auch meine Schaltung, ehemaliges D.R.P. Nr. 157056 1903 (Engl. 28166 [1904], Franz. 349484 [1904]). Ich wollte eigentlich auf diese für mich recht unerfreuliche Angelegenheit nicht aufs neue eingehen, sehe mich aber doch genötigt, dazu einerseits im Interesse einer vollständigeren sachlichen Darstellung und andererseits, weil Dr. Nesper wieder die Behauptung aufstellt, als habe ich absichtlich die Stromquelle in den aktiven Schwingungskreis gelegt, eine Behauptung, die ich nun schon so und so oft als unrichtig nachgewiesen habe. Diese Ansicht entstand dadurch, daß ich

1) Vgl. Elektrot. Ztschr. 1914, Heft 38/39 S. 1001.

in der Patentanmeldung das Schaltungsschema durch die Fig. 1 charakterisierte. Ich wollte dadurch aber nur ein allgemeines Schema für das Prinzip geben, und ich erachtete es im übrigen für einen ordentlichen Physiker als selbstverständlich, daß er die Stromquelle außerhalb des Schwingungskreises verlegt, wenn es darauf ankam, ihre eventuelle zusätzliche[1]) Dämpfung zu vermeiden; also eine Schaltung nach Fig. 2.

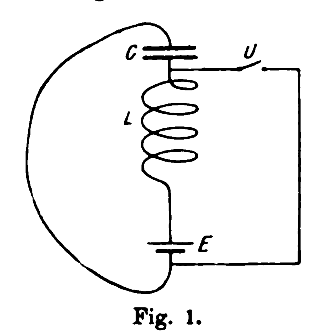


Fig. 1.

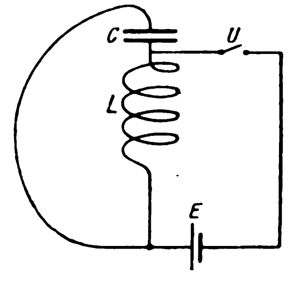


Fig. 2.

Für mich war dies um so mehr gegeben, als ich die Schaltung zunächst für Dekrementsbestimmungen anwendete, auch hatte ich nachweislich mein Patentmodell in einer Verwendungsausführung analog der heute allgemein gebrauchten „Summerschaltung" im Wellenmesser als Oszillator, so geschaltet. Trotzdem und trotz aller meiner Proteste hat bekanntlich das Patentamt der Telefunken-Gesellschaft ein selbständiges Patent nach Fig. 2 erteilt, ein geradezu unverständlicher Entscheid. Ich wurde zurzeit zu einer mündlichen Verhandlung vorher nach Berlin geladen. Da es aber weder meine Zeit noch Mittel damals erlaubten, Reisen zwischen Zürich und Berlin a tempo auszuführen, so bat ich um Aufschub des Termins. Dies wurde kurzer Hand abgelehnt und Telefunken erhielt ohne weiteres das Patent Nr. 217339 nach Fig. 2.

Es ist also nicht in der Ordnung, mich, wie es fast immer in der Literatur geschieht, gänzlich zu ignorieren, wenn von der „Summerschaltung" (die heute in keinem modernen Wellenmesser und Dämp-

1) Wie mir Dr. Nesper aber schon vor Jahren schrieb, ist bei Benutzung von 1 bis 2 Elementen von kleinem inneren Widerstand im Kreis selbst eine zusätzliche Dämpfung durch sie nicht merklich. Ich füge hier hinzu, daß mir die von Dr. Nesper erwähnte Lodge-Schaltung gänzlich unbekannt war; jedenfalls hat Lodge nicht das wesentliche einer solchen Schaltung erkannt bzw. dargelegt.

fungsmesser, Stationsprüfer usw. fehlt und besonders für Fernwellenmessungen ganz unentbehrlich ist) die Rede ist, dann aber auch sachlich nicht berechtigt, da diese Schaltung durchaus nicht die einzig mögliche Summerschaltung ist. Ich untersuchte z. B. gleichzeitig mit meiner Patentschaltung die Schaltung nach Fig. 3, die sich aber wesentlich von der anderen unterscheidet, denn hier ist die maximale Anfangsamplitude nur diejenige, welche dem Potential der Stromquelle bzw. der zugehörigen anfänglichen Spannungsdifferenz am Konden-

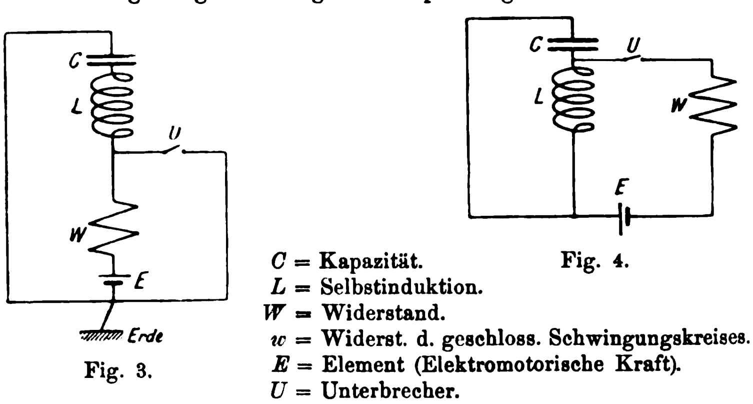



Fig. 3.

Fig. 4.

$C$ = Kapazität.
$L$ = Selbstinduktion.
$W$ = Widerstand.
$w$ = Widerst. d. geschloss. Schwingungskreises.
$E$ = Element (Elektromotorische Kraft).
$U$ = Unterbrecher.

sator $C$ entspricht. Die Selbstinduktionsspule $L$ spielt hier keine andere Rolle, als daß sie die Frequenz bzw. Schwingungsdauer $T = 2\pi\sqrt{LC}$ mitbestimmt. Wir haben es also bei einer derartigen Summerschaltung mit gewöhnlichen Ladeschwingungen zu tun, wenn zwischen $W$ und $L$ ein Kurzschluß an Erde gelegt wird, so daß an dieser Stelle vor der Öffnung das Potential null herrscht. Auch wegen des raschen Verbrauches der Batterie ist diese Schaltung unvorteilhaft. Ganz anders bei meiner Patentsummerschaltung, die zwecks mathematischer Analyse durch Fig. 4 noch etwas deutlicher veranschaulicht sei. Schon durch kleine Schwankungen eines Stromes in $L$ erhält man große Potentialschwankungen; die EMK. kann klein (ein kleines Trockenelement) oder $W$ groß gewählt werden. Unter diesen Voraussetzungen und durch Bezeichnung des Widerstandes im aktiven Schwingungskreise mit $w$ ergibt sich folgende Entwickelung der den oszillatorischen Ladevorgang (bzw. Entladevorgang) beschreibenden Gleichung:

$$Q = EC + e^{-\frac{Wt}{2L}} \cdot \left(A_1 \cos t \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{W^2}{4L^2}} + A_2 \sin t \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{W^2}{4L^2}}\right)$$

nämlich:

$$Q = Q_0 = EC\frac{W}{W+w} \text{ für } t = 0$$

und

$$\frac{dQ}{dt} = i_0 = \frac{E}{W+w}$$

also

$$A_1 = Q_0 - EC$$

und

$$A_2 = \frac{i_0 + \frac{w}{2L}(Q_0 - EC)}{\sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{w^2}{4L^2}}}$$

Durch Einsetzen dieser Werte sowie durch Substitution von

$\frac{Q_0}{EC} - 1 = -\frac{w}{W+w}$ und $\frac{i_0}{EC} = \frac{1}{(W+w)C}$ und $T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{w^2}{4L^2}}}$

gelangt man zu:

$$Q = EC\left[1 + e^{-\frac{wt}{2L}} \cdot \sqrt{\left(\frac{w}{W+w}\right)^2 + \frac{\left(\frac{1}{(W+w)C} - \frac{w^2}{W+w}\cdot\frac{1}{2L}\right)^2}{\left(\sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{w^2}{4L^2}}\right)^2}} \sin\left(2\pi\frac{t}{T} + \varphi\right)\right]$$

wo $\varphi$ die Phasenverschiebung bedeutet, eine, wie sich leicht zeigen läßt, sehr kleine Größe.

Vernachlässigt man, wie erlaubt, $\left(\frac{w}{W+w}\right)^2$ gegen die Größe in der daneben stehenden Klammer, ferner

$$\frac{w^2}{W+w}\cdot\frac{1}{2L} \text{ sowie } \frac{w^2}{4L^2} \text{ gegen } \frac{1}{CL}$$

so erhält man schließlich:

$$Q = EC + EC \cdot e^{-\frac{wt}{2L}} \frac{\sqrt{L}}{(W+w)\sqrt{C}} \sin\left(2\pi\frac{t}{T} + \varphi\right)$$

Die Amplitude ist $e^{-\frac{wt}{2L}} \frac{\sqrt{L}}{(W+w)\sqrt{C}}$

Für Dekrement und Schwingungsdauer kommt man zu den bekannten Ausdrücken

$$\pi w \sqrt{\frac{C}{L}} \text{ bzw. } 2\pi\sqrt{LC}$$

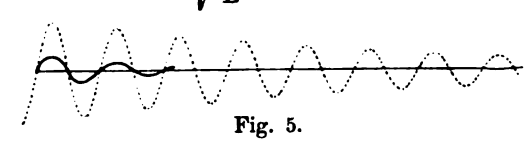


Fig. 5.

**Die Punkte der punktierten Kurve sind Aufnahmepunkte der Schwingungen bei der gebräuchlichen Summerschaltung. Die ausgezogene Kurve entspricht gewöhnlichen Ladeschwingungen.**

Aus der Endformel für $Q$, in der das erste Glied $EC$ zu vernachlässigen ist, geht hervor, daß mit wachsendem $t$ der oszillierende Extrastrom, der durch das Verschwinden der Strömung in $L$ induziert wird, dominiert gegenüber den gewöhnlichen Ladeschwingungen des Kondensators. Man kann sich ein ohne weiteres anschauliches Bild hiervon verschaffen, wenn man dieselben Größen einmal mit Schaltung nach Fig. 3 und dann nach Fig. 4 benutzt und die erhaltenen Schwingungskurven, die man für relativ nicht zu schnelle Schwingungen, z. B. in einfacher Weise mit dem Helmholtz-Pendel aufnehmen kann, übereinanderlagert (vgl. Fig. 5), wodurch man die enorme Vergrößerung der Amplituden und die geringe Dämpfung bei der gebräuchlichen „Summerschaltung" sofort vor Augen hat. G. Eichhorn.

Zürich, im Juni 1914.

---

Wir entnehmen der Telefunken-Zeitung Nr. 14, 1914, folgenden wichtigen Bericht:

## Die Funkentelegraphie auf der Titanic-Konferenz.

In den letzten Jahren hat sich nicht nur die Zahl der Bordstationen erheblich vermehrt, sondern auch die Betriebssicherheit der Stationen ist von Jahr zu Jahr größer geworden; insbesondere haben die aus der Titanic-Katastrophe gezogenen Lehren wesentlich zur Verbesserung des drahtlosen Verkehrs auf See beigetragen. Kurz nach dem Untergang der „Titanic" hat der Herausgeber dieser Zeitschrift im April 1912[1]) eine Reihe von Grundsätzen für die weitere Aus-

1) Hamburger Beiträge 30. April 1912. Nationalzeitung 2. Mai 1912 und andere Blätter.

gestaltung der drahtlosen Stationen und des Funkentelegraphendienstes auf See veröffentlicht, die zum größten Teile heute durch die internationalen Vereinbarungen geregelt sind.

Schon auf die Internationale Funkentelegraphen-Konferenz (London 1912) — der Vertrag ist am 1. Juli 1913 in Kraft getreten — hatte die Katastrophe der „Titanic" ihren Einfluß geltend gemacht und eine Reihe von Beschlüssen gezeitigt, die darauf hinzielen, die Funkentelegraphie noch mehr als bisher dem Seeverkehr nutzbar zu machen und besonders Unfällen von Schiffen auf hoher See vorzubeugen, oder bei etwaigen Havarien eine beschleunigte Hilfeleistung zu ermöglichen. Bereits in Nr. 10 dieser Zeitschrift sind in dem Aufsatz „Der Internationale Funkentelegraphenvertrag in bezug auf Betrieb und Technik" die Bestimmungen betr. die technische Gestaltung und den Betrieb der Bordstationen — es kommt hier hauptsächlich die zum Internationalen Funkentelegraphenvertrage gehörige Ausführungs-Übereinkunft in Frage — ausführlich erörtert werden. Gewisse hier in Betracht kommende Punkte — insbesondere die Frage der obligatorischen Einführung der Funkentelegraphie auf Handelsschiffen im Wege der Gesetzgebung — gingen indes über den Rahmen der Londoner Funkenkonferenz hinaus, so daß die Konferenz nach eingehenden Erörterungen zur einstimmigen Annahme folgender Resolution kam: „Die internationale Funkentelegraphen-Konferenz äußert nach Prüfung der zur Verhütung von Seeunfällen und zur Herbeiführung von Hilfeleistung zu ergreifenden Maßnahmen die Meinung, daß es im allgemeinen Schiffahrtsinteresse angezeigt ist, gewisse Schiffahrtsgattungen zur Ausrüstung mit funkentelegraphischen Einrichtungen zu verpflichten.

Da die Anforderung dieser Verpflichtung nicht zur Zuständigkeit der Konferenz gehört, äußert sie den Wunsch, daß die zu diesem Zweck erforderlichen Maßnahmen seitens der Regierungen getroffen werden.

Die Konferenz hält es ferner für wichtig, daß die in den verschiedenen Ländern zur Auferlegung dieser Verpflichtung zu erlassenden Bestimmungen tunlichst übereinstimmend sind, und empfiehlt deshalb den Regierungen die Annahme einer gleichmäßigen Grundlage für die Gesetzgebung.

Endlich weist die Konferenz darauf hin, daß es zweckmäßig ist, in jedem Küstenstaate eine den Bedürfnissen der Schiffahrt entsprechende Anzahl Küstenstationen mit ununterbrochenem Dienst zu errichten. Die Konferenz wird hinsichtlich der Fragen, für welche sie zuständig ist, in die Ausführungs-Übereinkunft zum Funkentelegraphenvertrage geeignete Vorschriften aufnehmen, durch welche die Abgabe und der

Empfang von Notanrufen sowie der darauf bezüglichen Mitteilungen mit unbedingtem Vorrang erleichtert und gesichert wird."

In Deutschland ist die Frage der obligatorischen Ausrüstung der Ozeandampfer mit Einrichtungen für Funkentelegraphie schon früh Gegenstand eingehender Erwägungen bei den beteiligten Behörden und auch in den Kreisen der Reeder gewesen. Über die grundsätzliche Frage, daß es im Interesse der Allgemeinheit liege, einem als unentbehrlich erkannten Verkehrsmittel durch gewisse Zwangsvorschriften die weiteste Verbreitung zu verschaffen, war man allseitig einer Meinung. Nur hielten es die deutschen Reeder unter dem Gesichtspunkt des Wettbewerbes mit dem Auslande für wünschenswert, daß solche Vorschriften auf Grund internationaler Vereinbarungen erlassen würden. Man kam schließlich überein, Bestimmungen über die Zwangsausrüstung von Seeschiffen mit Funkentelegraphen-Apparaten durch die See-Berufsgenossenschaft in die Unfallverhütungsvorschriften aufzunehmen. Passagierdampfer, die einschließlich ihrer Besatzung 75 Personen und mehr an Bord haben, sollten mit einer funkentelegraphischen Einrichtung von mindestens 100 Seemeilen Reichweite ausgerüstet sein müssen. Als Passagierdampfer sollten alle Dampfer gelten, die überwiegend zur Beförderung von mindestens 25 Personen eingerichtet sind. Der gleichen Verpflichtung sollten auch alle Frachtdampfer unterworfen werden, die mehr als 60 Personen an Bord haben, ausgenommen für die Nord- und Ostseefahrten, sowie das Mittelländische und Schwarze Meer. Diese Vorschriften sollten nach Inkrafttreten der auf der Titanic-Konferenz gefaßten Beschlüsse Geltung erhalten; die hier gefaßten Bestimmungen haben jedoch, wie wir später sehen werden, eine andere, gesetzliche Regelung der Angelegenheit erforderlich gemacht.

Auf Anregung des Kaisers ist die deutsche Regierung nach dem Titanic-Unfall an die meistinteressierten Mächte mit dem Vorschlag herangetreten, über die Verbesserung der Sicherheitsmaßregeln auf den Ozeandampfern in Beratung einzutreten, eine Anregung, die sympathische Aufnahme fand. Im Frühjahr 1912 fanden im Reichsamt des Inneren Konferenzen statt, an denen alle in Betracht kommenden amtlichen Stellen, sowie die Vertreter der transatlantischen Reedereien, der großen Werften, der Seeberufsgenossenschaft, des Nautischen Vereins und anderer Fachverbände teilnahmen. Hinsichtlich der „Funkentelegraphie an Bord von Schiffen" stellte der Referent für Funkentelegraphie folgende Leitsätze auf:

1. Die Apparate für drahtlose Telegraphie auf Schiffen müssen bei Tag und Nacht so überwacht sein, daß die Hilferufe in

Not befindlicher Schiffe von allen in Reichweite fahrenden Schiffen aufgefangen werden können.

2. Auf allen großen Passagierdampfern sollen Vorkehrungen getroffen werden, daß während der Zeit, wo sie Pressenachrichten von den großen Landstationen aufnehmen, auch die mit normaler Wellenlänge ausgesandten Hilferufe eines in Not befindlichen Schiffes nicht überhört werden.
3. Bei Abwickelung des Telegrammverkehrs auf See muß den drahtlosen Gefahr- und Notsignalen unbedingt der Vorrang vor allen anderen Meldungen eingeräumt werden.
4. Es ist anzustreben, die Erzeugung der elektrischen Energie für die drahtlosen Telegraphenapparate auch dann noch sicherzu stellen, wenn die elektrische Hauptzentrale des Schiffes außer Betrieb gesetzt sein sollte.

Die Londoner Konferenzen sind über diese Leitsätze noch weit hinausgegangen. Auf die von der Titanic-Konferenz festgelegten Beschlüsse soll unter Heranziehung der einschlägigen Bestimmungen des Internationalen Funkentelegraphenvertrages näher eingegangen werden.

Von besonderer Wichtigkeit war die Frage, welchen Schiffen die Verpflichtung auferlegt werden sollte, eine funkentelegraphische Bordstation zu führen. Die Entscheidung ging dahin, daß grundsätzlich alle Handelsschiffe, Segelschiffe sowohl wie Dampfschiffe, und gleichgültig, ob sie Passagiere befördern oder nicht, wenn sie insgesamt mehr als 50 Personen an Bord haben, auf ihren Seefahrten mit einer Einrichtung für drahtlose Telegraphie ausgerüstet sein müssen. (Art. 31.) Die Regierungen können nach Art. 32 von dieser Verpflichtung folgende Schiffe befreien:

1. Diejenigen Schiffe, deren Reiseweg sich nicht mehr als 150 Seemeilen von der Küste entfernt.
2. Diejenigen Schiffe, deren Personenzahl ausnahmsweise dadurch 50 oder mehr beträgt, daß die Einschiffung nur für einen Teil der Reise gilt oder durch Güterarbeiten notwendig geworden ist, jedoch unter der Bedingung, daß diese Schiffe nicht von einem Kontinent zum anderen verkehren und daß sie während dieses Teiles der Reise zwischen den dreißigsten Graden nördlicher und südlicher Breite bleiben.
3. Die einfach gebauten Segelschiffe, wie z. B. „Dschunken" u. a., wenn es unmöglich ist, sie mit einer funkentelegraphischen Ausrüstung zu versehen.

Die mit einer Bordstation auszurüstenden Schiffe werden nach Art. 33 gemäß den Bestimmungen des Artikels 13b der Ausführungs-Übereinkunft zum J. F. in 3 Kategorien eingeteilt:

1. Stationen mit ununterbrochenem Dienst;
2. Stationen mit beschränkter Dienstdauer;
3. Stationen ohne feste Dienststunden.

Während der Fahrt müssen in Hörbereitschaft sein: Die Stationen der ersten Kategorie dauernd, die der zweiten Kategorie während der Dienststunden und außerhalb dieser Stunden während der ersten 10 Minuten jeder Stunde. Diese Bestimmung sowie die Anordnung des Art. 32, wonach bei längeren Telegrammen (Pressedienst usw.) die Übermittelung alle 15 Minuten zu unterbrechen und während 3 Minuten das Senden einzustellen ist, hat in der Hauptsache den Zweck, ein Überhören der Notsignale zu verhüten. Die Einteilung der Schiffe in die einzelnen Kategorien steht den betreffenden Regierungen zu. In Nr. 13/1914 dieser Zeitschrift haben wir in dem Aufsatz „Bestimmungen für deutsche Bordstationen“ die Gesichtspunkte mitgeteilt, unter denen vorläufig in Deutschland die Einteilung der Schiffe erfolgt; vom Tage des Inkrafttretens des auf der Titanic-Konferenz festgelegten Vertrages (1. 7. 1915) werden andere Bestimmungen gelten müssen. Der Titanic-Vertrag bestimmt nämlich im Art. 33:

Die I. Kategorie umfaßt diejenigen Schiffe, deren Stationen ununterbrochen Dienst haben. Es gehören hierzu diejenigen Fahrzeuge, die 50 oder mehr Passagiere an Bord haben:

1. Wenn sie auf der Fahrt eine mittlere Geschwindigkeit von 15 Knoten oder mehr haben.
2. Wenn sie auf der Fahrt eine mittlere Geschwindigkeit von 13 Knoten haben, jedoch unter der Voraussetzung, daß sie 200 oder mehr Personen (Passagiere und Besatzung) an Bord haben und daß sie auf ihrer Reise eine Strecke von mehr als 500 Seemeilen zwischen zwei aufeinander folgenden Anlaufhäfen zurückzulegen haben; jedoch können diese Schiffe in die II. Klasse eingeteilt werden unter der Bedingung, daß sie dauernd empfangsbereit sind.

Die zweite Kategorie umfaßt diejenigen Schiffe, deren Bordstation Dienst von beschränkter Dauer hat. Hierzu gehören die Schiffe, die 50 oder mehr Passagiere an Bord haben, wenn sie infolge anderer Umstände nicht zur I. Klasse gehören. Die Schiffe der II. Klasse müssen während der Reise mindestens 7 Stunden täglich dauernd empfangsbereit sein und für die anderen Stunden am Anfang einer jeden Stunde zehn Minuten auf Empfang stehen.

Zur III. Kategorie gehören diejenigen Schiffe, deren Bordstation keine bestimmten Dienststunden hat.

Dauernde Empfangsbereitschaft soll nach Art. 34 eingeführt werden:

1. Auf Schiffen, deren mittlere Geschwindigkeit auf der Fahrt größer als 13 Knoten ist, die an Bord 200 oder mehr Personen haben und welche auf ihrer Reise zwischen zwei aufeinander folgenden Anlaufhäfen eine Strecke von mehr als 500 Seemeilen zurücklegen, sobald diese Schiffe zur zweiten Klasse gehören.
2. Auf den Schiffen der zweiten Klasse während der ganzen Zeit, in der sie sich mehr als 500 Seemeilen von der nächsten Küste befinden.
3. Auf allen sonstigen Schiffen, wenn sie im transatlantischen Dienst beschäftigt sind oder während der Fahrt auf anderen Routen, wenn ihre Reisen sie zwingen, sich mehr als 1000 Seemeilen von der nächsten Küste zu entfernen.

Alle Seefischereifahrzeuge, einschließlich die Walfischfänger, die mit einer funkentelegraphischen Einrichtung versehen sein müssen, sind von dauernder Empfangsbereitschaft befreit.

Für den Fall, daß ein mechanischer Anrufapparat erfunden wird, der alle Garantien bietet, könnte die dauernde Empfangsbereitschaft durch diesen Apparat bewirkt werden, nachdem derselbe durch einen Versuch zwischen den einzelnen Vertragsstaaten geprüft ist.

Nach Art. 35 des Titanic-Vertrages müssen die funkentelegraphischen Bordstationen am Tage von Schiff zu Schiff klar verständliche Zeichen unter normalen Bedingungen auf eine Entfernung von mindestens 100 Seemeilen übermitteln können[1]). Jedes Schiff, das mit einer Bordstation auszurüsten ist, muß, gleichgültig, zu welcher Kategorie es gehört, gemäß Art. 11 der Ausführungs-Übereinkunft zum Internationalen Funkentelegraphenvertrage mit einem Notsender versehen sein, dessen Batterie unter möglichst großen Sicherheitsrücksichten aufzustellen ist. Auf jeden Fall muß die gesamte Notsenderanlage auf dem oberen Teil des Schiffes so hoch eingebaut werden, wie es möglich ist. Die Notsenderanlage, die über eine eigene Kraftquelle verfügen soll, muß schnell in Gebrauch genommen werden können und mindestens 6 Stunden mit einer Mindestreichweite von

1) Der internat. Funkenvertrag sieht keine Mindestreichweiten für die Bordsender, wohl aber für die Notsender, vor.

80 Seemeilen für Schiffe der ersten Kategorie und von 50 Seemeilen für Schiffe der beiden anderen Kategorien arbeiten können.

Von besonderer Wichtigkeit ist die auf beiden Konferenzen erfolgte internationale Regelung der Behandlung von Seenotanrufen. Nach Art. 9 des Internationalen Funkenvertrages sind sämtliche Stationen verpflichtet, Notsignale, woher sie auch kommen mögen, mit unbedingtem Vorrang aufzunehmen, sie zu beantworten und ihnen gebührend Folge zu geben. Nach Art. 21 der Ausführungs-Übereinkunft müssen sich die einen Notruf wahrnehmenden Schiffe hinsichtlich der Reihenfolge oder des Abbruchs der Übermittelungen nach den Anordnungen des Schiffes richten, von dem der Notruf ausgeht. Da bei Seenotfällen das in Not befindliche Schiff selbst am besten beurteilen kann, wie es den funkentelegraphischen Verkehr regeln und mit welchen Schiffen es in Verbindung bleiben will, so dürfte diese Bestimmung wesentlich dazu beitragen, den Nutzen der Funkentelegraphie in Seenotfällen zu erhöhen.

Die Titanic-Konferenz ging noch weiter. Der für die Schiffsleitung besonders wichtige Artikel 37 besagt nämlich: Jeder Schiffskapitän, der einen Notruf von einem in Gefahr befindlichen Schiffe erhält, ist verpflichtet, sich zur Unterstützung des Gefährdeten zu begeben. Jeder Kapitän eines in Gefahr befindlichen Schiffes hat das Recht, unter den Schiffen, welche auf seinen Anruf geantwortet haben, dasjenige oder diejenigen auszusuchen, welche er am geeignetsten hält, ihm Hilfe zu bringen. Er darf dieses Recht nur ausüben, nachdem er, soweit als möglich, mit den Kapitänen dieser Schiffe hierüber beraten hat. Diese sind verpflichtet, der Aufforderung sofort Folge zu leisten und sich mit äußerster Geschwindigkeit zur Hilfe des Gefährdeten zu begeben. Die Kapitäne der Schiffe sind von der Hilfeleistung befreit, sobald der oder die angerufenen Kapitäne haben wissen lassen, daß sie der Aufforderung Folge leisten werden, oder daß der Kapitän eines der an der Unfallstelle angekommenen Schiffe ihnen mitgeteilt hat, daß ihm Hilfe nicht mehr nötig ist. Wenn es dem Kapitän eines Schiffes unmöglich ist, oder wenn er es infolge besonderer Begleitumstände nicht für zweckmäßig oder notwendig erachtet, sich zu dem gefährdeten Schiffe zur Hilfeleistung zu begeben, benachrichtigt er davon unmittelbar dessen Kapitän; im übrigen muß er in seinem Schiffsjournal die Gründe eintragen, die sein Verhalten veranlaßt haben. Durch diese Bestimmungen werden die Ausführungen der Brüsseler Konvention vom 23. September 1910 nicht berührt.

Die Bestimmungen sollen möglichst bald in Kraft treten; für die Ausrüstung der Schiffe mit den erforderlichen Apparaten und für die

Einstellung der vorgeschriebenen Bordtelegraphisten und Hörleute ist eine angemessene Übergangsfrist vorgesehen, die bei den einzelnen Kategorien verschieden ist. (Art. 38.)

Schon durch Art. 45 der Ausführungs-Übereinkunft (London 1912) war die funkentelegraphische Verbreitung von Wetterbeobachtungen (Wettertelegrammen), Zeitsignalen sowie Nachrichten über Seeschäden und Unfälle und der ein allgemeines Interesse für die Schiffahrt bietenden Mitteilungen mit Rücksicht auf die Sicherheit des Seeverkehrs international geregelt worden. In den Zusatz-Bestimmungen (Nr. 13 u. 14) hat die Titanic-Konferenz angeordnet, daß die Regierungen der Vertragsstaaten bei dem Internationalen Meteorologischen Komitee die notwendigen Schritte unternehmen sollen, daß dasselbe die Zahl der zur Aussendung von Wettertelegrammen für Schiffe in See bestimmten Stationen vermehre und diese Stationen in der zweckmäßigsten Weise verteile. In bezug auf die Pariser Zeitkonferenz (1912) bestimmt Nr. 14:

1. Es soll ein meteorologischer Funkentelegraphendienst organisiert werden, der den Vorschriften des Art. 45 der Ausführungs-Übereinkunft zum Londoner Funkentelegraphen-Vertrag entspricht.
2. Segelschiffe und Dampfer, welche lange Reisen machen, sollen mit einer Vorrichtung zur Aufnahme der Uhrenzeichen und Wettersignale ausgerüstet werden.

Für den nordatlantischen Verkehr sollen zwei Schiffe mit dem Eis-Melde- und Wachtdienst, der Suche nach Wracks und der Erforschung der Eisverhältnisse beauftragt werden. Die Regierung der Vereinigten Staaten soll die Leitung dieses Dienstes übernehmen, von denen 30 % von England, je 15 % von Deutschland, Frankreich und den Vereinigten Staaten, der Rest von den anderen vertragschließenden Mächten getragen werden. Außerdem muß jeder Schiffsführer Eis, Wracks und jede Gefahr für die Schiffahrt sofort funkentelegraphisch an alle Schiffe in der Nähe und an die Landbehörden melden.

Auf die Regelung des funkentelegraphischen Nachrichtendienstes für Seefahrer usw. für die deutschen Küstenstationen sei hier kurz eingegangen. (Vgl. „Nachrichten für Seefahrer", Ausgabe 1 vom 3. Januar 1914, S. 24/28). Die Reichsstation Norddeich verbreitet besonders wichtige und eilige Nachrichten für Seefahrer von den deutschen Küsten mit der 1650 m-Welle. Diese Nachrichten werden vom Nautischen Departement des Reichs-Marineamts aufgegeben und sobald wie möglich nach dem Eingang dreimal funkentelegraphisch befördert. Weitere Beförderungen erfolgen unmittelbar nach dem Zeitsignaldienst der Station Norddeich im mittleren Greenwicher Mittag

und in der Greenwicher Mitternacht. Seit dem 1. Juli 1913 können die Schiffe von den öffentlichen Küstenstationen der Ost- und Nordsee (Danzig, Swinemünde, Bülk, Cuxhaven, Helgoland, Norddeich und Borkum Neuer Leuchtturm) auf ihr Ersuchen gegen Erstattung der Gebühren funkentelegraphische Wetterberichte erhalten. Die Wetterberichte werden von der deutschen Seewarte in Hamburg dem Telegraphenamt in Hamburg zugestellt, das diese Berichte mit etwaigen Sturmwarnungstelegrammen an die genannten Küstenstationen weitergibt. Die Gebühren für Wetterauskunftstelegramme betragen 15 Pfg. für das Wort. Außerdem werden täglich von Norddeich unentgeltlich funkentelegraphische Wetterberichte und Sturmwarnungen über die Nordsee und Ostsee verbreitet. Diese im Anschluß an das Mittags-Zeitsignal abgegebenen Wetterberichte enthalten in etwa 25 Worten eine Übersicht über die am Morgen um 8 Uhr über Europa beobachtete Luftdruckverteilung, Angaben über die Windverhältnisse der Nord- und Ostsee und eine, besonders die zu erwartenden Winde betreffende, Wettervorhersage. Im Anschluß hieran folgen etwaige Sturmwarnungen, die übrigens schon bei Eingang sofort funkentelegraphisch befördert worden sind. Die mit Funkentelegraphenapparaten ausgerüsteten Schiffe sollen die Sturmwarnungen den übrigen Schiffen durch Sturmsignale bekannt geben. Auch S. M. Fischereikreuzer „Zieten" macht nachts die Sturmwarnungen unter Benutzung eines Scheinwerfers bekannt; in ähnlicher Weise verfährt seit Oktober 1913 die Marinestation Helgoland.

Zweck haben solche funkentelegraphische Wetterberichte usw. natürlich nur, wenn tunlichst bald alle Schiffe wenigstens mit funkentelegraphischen Empfangsanlagen ausgerüstet sind und den Bestimmungen der Titanic-Konferenz entsprechend einen möglichst weitgehenden Hördienst einrichten.

Der Vertrag zur Erhöhung der Sicherheit des Seeverkehrs soll spätestens bis zum 31. Dezember d. J. ratifiziert werden, muß also bis dahin Bundesrat und Reichstag vorgelegt sein und soll am 1. Juli 1915 in Kraft treten. Vertreten waren auf der Konferenz 17 Staaten und zwar: Australien, Belgien, Canada, Dänemark, Deutschland, Frankreich, Großbritannien, Italien, Japan, Neu-Seeland, Niederlande, Norwegen, Österreich-Ungarn, Rußland, Schweden, Spanien und die Vereinigten Staaten von Amerika. Es ist zu erwarten, daß diesem Vertrage, der mit großer Sorgfalt im wahren Interesse aller Derjenigen aufgestellt worden ist, die über See reisen, auch noch eine Reihe anderer Staaten, die auf der Konferenz nicht vertreten waren, beitreten werden, so daß wir hier eine wirklich allgemeine internationale Regelung besitzen werden. E.

(Eingesandt 15. Juli 1914.)

# Patentschau.

Von **H. Eales.**

Die Firma Reiniger, Gebbert & Schall Akt.-Ges. in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 275584 eine Entladungsstrecke zur Erzeugung elektrischer Schwingungen schützen lassen. Um bei Einrichtungen zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen, die unmittelbar an eine der gebräuchlichen Stromquellen anzuschließen sind, eine selbsttätige Einstellung der Länge der Entladungsstrecke gemäß der jeweils an ihr herrschenden Spannung zu erzielen, benutzt man bekanntlich zweckmäßig Entladungsstrecken, bei welchen nach Art eines Wagnerschen Hammers eine der beiden Elektroden an einer Feder, beispielsweise einem Stahlband, oder einer rundherum eingespannten Stahlmembran befestigt und in ihrer Stellung durch die Wirkung beeinflußt wird, die ein Elektromagnet auf einen gleichfalls an der Feder befestigten Eisenanker ausübt. Bei größerer Energieentnahme zeigen jedoch solche Einrichtungen eine Neigung der schwingenden Elektrode zu großen Ausschlägen, die dann wie bei dem gewöhnlichen Wagnerschen Hammer merkliche Stromunterbrechungen und damit einen Rückgang und eine für manche, beispielsweise elektromedizinische Anwendungen der Einrichtung nachteilige Ungleichmäßigkeit der Energieabgabe verursacht. Dieser Übelstand soll nun nach dem D.R.P. Nr. 275584 dadurch beseitigt werden, daß ein geeigneter ferromagnetischer Teil des Systemes der schwingenden Elektrode (zweckmäßig der ferromagnetische Anker selbst), der durch mechanische Reibung erzeugten Bremswirkung eines im Felde des Elektromagneten liegenden ferromagnetischen Teiles (beispielsweise einer Hülse oder geeignet geformter Backen) unterworfen wird, dessen Bremsdruck durch das Feld des Elektromagneten hervorgerufen ist. Dieser Bremsteil, der, wenn er eine Hülse ist, auf den Anker aufgeschoben sein kann oder bei dem, wenn er die Gestalt von Backen hat, die Backen an den freien Enden einseitig eingespannter Federn sitzen können, wird daher um so stärker an den zugehörigen Teil des schwingenden Systemes angepreßt und bremst die Bewegung des Systemes um so stärker, je stärker das Feld des Elektromagneten, also, da die Stärke des Feldes des Elektromagneten mit der Stärke des das Feld erzeugenden Stromes wächst, je größer die Stromstärke ist. Eine beispielsweise Ausführungsform dieser Vorrichtung ist in Fig. 1 abgebildet. Von den beiden Entladungselektroden *a* und *b* ist

die eine (*b*) an der Feder *c* schwingend angebracht und steht durch den ferromagnetischen Anker *d* unter dem Einfluß des Elektromagneten *e*. Über den Anker *d* ist die in den Fig. 2 u. 3 bzw. in der Draufsicht von rechts her und im Längsschnitt für sich dargestellte Eisenblechhülse *f* geschoben. Sobald der Stromkreis geschlossen ist, wird *f* von

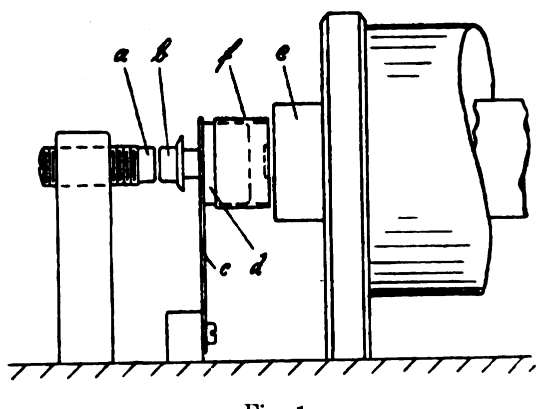



Fig. 1.

dem Elektromagneten *e* angezogen und leistet daher der Verschiebung des Ankers *d* in ihr einen Reibungswiderstand, der um so größer ist, je stärker der Strom und somit das magnetische Feld von *e* ist. In-




Fig. 2. Fig. 3.

folge dieser Abhängigkeit des Reibungswiderstandes von der Stromstärke stellt sich von selbst der Anker *d* jeweils in eine bestimmte von der Stromstärke abhängige Lage gegenüber der Hülse *f* ein, ohne daß, auch bei großer Energieentnahme, zu Unterbrechungen führende Schwingungen der Elektrode *b* eintreten.

Dieselbe Firma hat sich durch D. R. P. Nr. 277666 eine andere Entladungsstrecke mit einer oder mehreren federnden Elektroden schützen lassen, die in Fig. 4 u. 5 im Vertikal- und im Horizontalschnitt dargestellt ist. Wenn die Entladungsstrecke solche federnde Elektroden

nach Art des Wagnerschen Hammers besitzt, so werden durch die auftretende bedeutende Erwärmung des federnden Teiles Störungen verursacht, die um so größer und bedeutender sind, je kürzer die Ent-

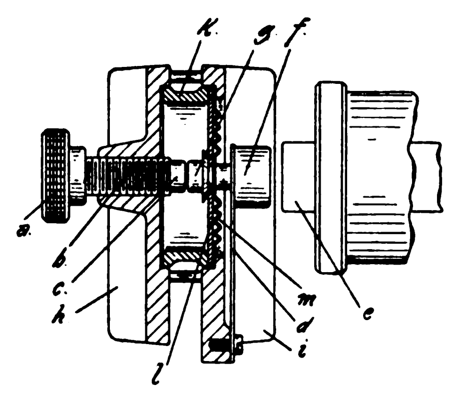



Fig. 4.

ladungsstrecke und je größer die Stromstärke in ihr ist. Um nun die in der Entladungsstrecke entwickelte Wärme von der die federnde Elektrode tragenden Feder fernzuhalten, sollen nach dem D. R. P.

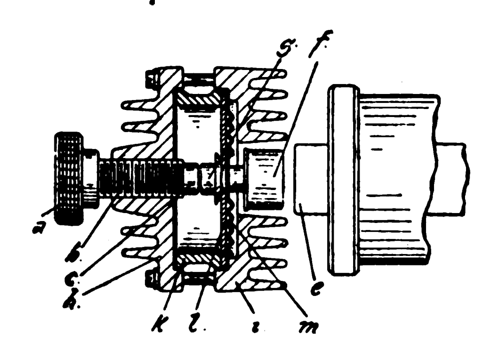



Fig. 5.

Nr. 277666 auf dem Wege der Wärmebewegung von der Elektrode zur Feder — in der Richtung dieser Bewegung betrachtet, vor der Feder — ein oder mehrere Kühlkörper angebracht werden. Erhalten diese Kühlkörper eine sich um ihre Befestigungsstelle an dem Wärme-

leitungswege herum erstreckende, beispielsweise scheibenförmige Gestalt, so ist es vorteilhaft, sie durch Anbringen radialer Schlitze sternförmig zu gestalten. Dadurch ist dem bei ungeschlitzten Scheiben auftretenden Übelstande vorgebeugt, daß die Scheiben, da infolge der radial nach außen stattfindenden Wärmebewegung in ihnen die Temperaturerhöhung ihrer in radialer Richtung äußeren Teile geringer als die der innen gelegenen Stellen ist, sich wölben und verziehen. Von beson-

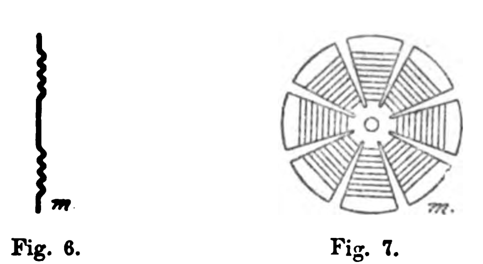



Fig. 6. Fig. 7.

derer Wichtigkeit ist die Vermeidung dieses Sichwölbens, wenn die Kühlscheiben, wie dies sich häufig als zweckmäßig erweist, an ihrem Umfange eingespannt sind. Eine Ausführungsform dieser Entladungsstrecke ist in Fig. 4 u. 5 im Vertikal- und im Horizontalschnitt dargestellt, während Fig. 6 u. 7 die Kühlscheibe im Schnitt und in Ansicht zeigen. Der fest, aber mittels der an dem Knopfe *a* zu bedienenden Schraube *b* einstellbar angeordneten Elektrode *c* steht die mit der Blattfeder *d* fest verbundene und durch die Wirkung des Elektromagneten *e* auf den an der Feder *d* befestigten Anker *f* in ihrer Stellung beeinflußte federnde Elektrode *g* gegenüber. Zur energischen Kühlung der Entladungsstrecke selbst dienen die Kühlkörper *h* und *i*, die mit dem rohrförmigen isolierenden Zwischenstück *k* einen Hohlraum für die Elektroden bilden, der durch die Scheibe *l* abgeschlossen ist und mit je einer Öffnung zur Zufuhr und Ableitung eines geeigneten flüssigen oder gasförmigen Kühlmittels, beispielsweise Leuchtgas, versehen sein kann. Die Scheibe *l* ist aus einem nachgiebigen, durch seine Deformation bei der Bewegung der Elektrode *g* deren mechanische Schwingungen stark dämpfenden Stoffe, beispielsweise Asbest, gefertigt. *m* ist die zur Fernhaltung des Wärmestromes von der Feder *d* dienende, mit radialen Schlitzen versehene Kühlscheibe, die zur Vergrößerung ihrer Oberfläche und zur Verminderung der durch die Erwärmung bewirkten Änderung ihres Durchmessers konzentrisch um ihre Befestigungsstelle gewellt ist. Als besonders günstig wirkend hat es sich auch

herausgestellt, die Wellung der Kühlscheibe in der in Fig. 7 wiedergegebenen Art nach Tangenten an konzentrische Kreise auszuführen. Die Kühlscheibe besteht zweckmäßig aus Kupfer oder einem anderen gleichzeitig gut wärmeleitenden und bei seiner Deformation mechanische Schwingungen stark dämpfenden Stoffe.

Richard Heym in Braunschweig hat sich durch D. R. P. Nr. 276 624 einen Generator zur Erzeugung elektrischer Schwingungen hoher Frequenz schützen lassen. Dieser besitzt gegeneinander rotierende Elektroden *a* und *b* (siehe Fig. 8), zwischen denen sich eine zur Entionisierung dienende Flüssigkeitsschicht befindet. Die Elektrode *b* ist in einem Lager *c* gelagert und eine Antriebsvorrichtung *d* dient dazu, sie in Drehung zu versetzen. Die Elektrode *a* ist fest gelagert. Die Ausbildung der einen Elektrode *a* als Hohlkegel und der anderen als ein in diesen Hohlkegel hineinragender Vollkegel bezweckt, zu verhindern, daß die durch die Bohrung *e* in der oberen Elektrode *b* in den Zwischenraum zwischen beiden Elektroden gebrachte, das Zustandekommen elektrischer Schwingungen begünstigende Flüssigkeit, wie Öl, Spiritus o. dgl. infolge der Fliehkraft infolge der schnellen Drehung der Elektrode *b* nach außen geschleudert wird; es wird vielmehr eine gleichmäßige Verteilung der Flüssigkeit erreicht, da das Ansteigen der Flüssigkeitsschicht im Elektrodenzwischenraum einen Widerstand gegen zu schnelles Abschleudern bietet.

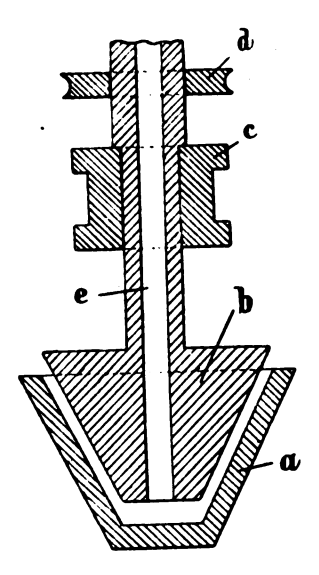


Fig. 8

Dr.-Ing. Waldemar Petersen in Darmstadt hat sich durch D. R. P. Nr. 276192 eine unsymmetrische elektrostatische Wechselstrommaschine schützen lassen. Das Wesen dieser Maschine besteht darin, daß mit Hilfe von Kapazitäten oder Kapazitäten in Verbindung mit Induktivitäten zwischen Feld und Anker für die Unsymmetrieströme eine Ausgleichsbahn geschaffen wird, welche den Unsymmetrieströmen einen möglichst geringen Ausgleichswiderstand bietet.

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

# Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

## Bemerkungen zur Frage über die Ausbreitung Hertzscher Wellen an Leitern und Halbleitern.

In Heft 3 des 8. Bandes[1]) beschäftigt sich Herr Martin Sjöström mit Versuchen, die ich im Laboratorium anstellte, um die Ausbreitung Hertzscher Wellen an Metallen und Salzlösungen zu studieren. Er kommt dabei zu dem Resultat, daß ich meine Beobachtungen falsch ausgelegt und wichtige Dinge, wie das Auftreten des Phasensprunges bei der Reflexion übersehen habe. Er sieht sich dadurch in die Lage versetzt, zu untersuchen, wie trotzdem die auffallende Übereinstimmung zwischen meinen Beobachtungen und Rechnungen erklärt werden könnte. Die Bemerkungen des Herrn Sjöström fallen aber vollkommen in sich zusammen, weil sie auf der irrigen Annahme beruhen, daß bei meinen Versuchen Sender und Empfänger nicht senkrecht zur spiegelnden Fläche sich befunden hätten, sondern parallel dazu. Es tut mir außerordentlich leid, daß ich diese — mir mit Rücksicht auf die Sommerfeldsche Theorie und die Forderungen der Praxis selbstverständlich erscheinende — Voraussetzung nicht besonders betont habe und dadurch Herrn Sjöström zu seinen Einwendungen Veranlassung gegeben habe.

Gleichwohl geht aus dem Zusammenhang klar hervor, daß bei allen angezogenen Versuchen der Sender und Empfänger senkrecht auf der spiegelnden Fläche gestanden hat. Damit erledigt sich auch der von Herrn Sjöström gegen mich erhobene Vorwurf, ich hätte bei der Berechnung der Reflexion den auftretenden Phasensprung übersehen, da es sich eben gerade bei meinen Versuchen um die zur reflektierenden Fläche senkrechte Komponente der elektrischen Feldstärke handelt, die ohne Phasensprung reflektiert wird.

Unter Berücksichtigung dieser Tatsache erklärt sich die Übereinstimmung zwischen den von mir beobachteten und berechneten Interferenzstellen auf die natürlichste Weise.

Herr Sjöström diskutiert des weiteren noch eingehend verschiedene Möglichkeiten, wodurch trotz meiner als falsch angenommenen Berechnung die Übereinstimmung mit dem Experiment bedingt sein könnte und erwähnt in diesem Zusammenhang in erster Linie die an den Rändern der spiegelnden Fläche auftretenden Reflexionserscheinungen. Es geht aber aus meiner Arbeit ohne weiteres hervor, daß ich bei allen meinen Versuchen die Nebenwirkungen durch solche von mir selbst zuerst konstatierten Reflexionen ausdrücklich in Rechnung gezogen habe. Inbesondere habe ich nach dieser Richtung hin verschiedene Versuche angestellt, welche die Möglichkeit und die Bedeutung dieser Reflexionen zeigen sollten (l. c. S. 529, 530, 533). Es gelang mir durch Reflexion an den Rändern einer Spiegelfläche, auf welcher die elektrische Feldstärke senkrecht steht, sehr regelmäßige Interferenz-

1) Martin Sjöström, Jahrb. 8, 238, 1914.

kurven zu erhalten (Fig. 9). Außerdem liegt es nahe, die Versuche über die Ausbreitung Hertzscher Wellen an einer gekrümmten Metallfläche (entsprechend der Ausbreitung der drahtlosen Telegraphie an einem Flußlauf) durch die Berücksichtigung der Reflexion am Rande der Blechbahn zu erklären.

Übrigens hat Herr Sjöström bei der Nachrechnung meiner Versuche über die Ausbreitung längs einer Metallfläche offenbar übersehen, daß sich hier Sender und Empfänger dicht über der Spiegelfläche befanden, so daß unter seiner Annahme der parallelen Lage die Phasen-Differenz zwischen direkter und reflektierter Welle bei einer Entfernung zwischen Sender und Empfänger von 40 cm, nicht wie er angibt (S. 243 oben) $2\pi$, sondern nur $\pi$ betragen und sich diesem Wert mit größer werdender Entfernung immer mehr nähern würde. Es läge also bei der Entfernung $O - R = 40$ keineswegs ein Maximum, sondern die beiden Wellen müßten sich von Anfang an nahezu aufheben.

Wenn daher auch die Einwendungen des Herrn Sjöström die Resultate meiner Arbeit keineswegs berührt haben, so möchte ich doch zum Schlusse betonen, daß ich nicht, wie das Herr Sjöström aufzufassen scheint, den Anspruch erhebe, durch einige Versuchsreihen die auf dem guten Fundament der Maxwellschen Gleichungen stehende Theorie von Sommerfeld widerlegt zu haben. Ich habe nur konstatiert, daß sich unter Berücksichtigung aller bisher erkannten Fehlerquellen eine Übereinstimmung zwischen der Theorie von Sommerfeld und meinen Versuchen nicht erzielen läßt, muß aber die Ursache für diese Tatsache durchaus offen lassen.

Friedrich Erb.

---

Zu vorstehenden Ausführungen möchte ich bemerken:

Ich wurde zu der Auffassung der Versuchsanordnung so, als wenn der Oszillator parallel der leitenden Fläche orientiert gewesen wäre, unter anderem dadurch veranlaßt, daß die eigenartigen Verhältnisse, die entstehen müssen, wenn $O$ vertikal ist und sich in sehr kurzem Abstande (verschieden in verschiedenen Versuchen) von der leitenden Fläche befindet, von Herrn Erb mit keinem Worte diskutiert worden sind.

Es wird nämlich auf S. 537 angegeben, daß die Funkenstrecke bei dem 8 cm langen stabförmigen $O$ sich 4 cm über dem Flüssigkeitsspiegel befand. Ist $O$ vertikal, so muß also die untere Antenne ganz bis an den Flüssigkeitsspiegel hinabreichen, während bei der Untersuchung über die Ausbreitung über dem Bleche der Abstand von diesem in einem Falle 1 cm, in einem anderen 13 cm betrug. [Auf diesen letzteren Fall (Fig. 6) bezieht sich meine Angabe, daß $O - R = 40$ cm einem Interferenzmaximum entspricht, nicht auf den nächstvorhergehenden.] Wenn aber $O$ sich der leitenden Fläche so nahe befindet, wie es hier der Fall gewesen ist — die untere Antenne in einem Abstande der bisweilen sogar klein gegen die Antennendicke gewesen ist — so entstehen solche Komplikationen, daß es mir unwahrscheinlich scheint, daß die Energieabnahme mit dem Abstande zum Oszillator in horizontaler Richtung, gemessen mittelst eines relativ hohen

Resonators, und innerhalb des Gebietes, das gegenüber der Wellenlänge nicht sehr groß ist, nach der einfachen Sommerfeldschen Theorie geschehen kann, die einen Dipol in der Fläche voraussetzt.

Ganz abgesehen aber von diesem Einwande, so bleibt doch auch für den Fall, daß der Oszillator vertikal gewesen, der Umstand bestehen, daß es notwendig ist, die ungeordnete Strahlung zu eliminieren, die von den Beugungswellen herrührt, deren Stärke eine Funktion der physikalischen Konstanten des Mediums ist. Solange diese in der Lage ist, sich über die direkte Strahlung zu lagern und man demnach die Phänomene erhalten kann, die von Herrn Erb S. 529, Fig. 8 illustriert worden sind, und deren ungeheuer starke Einwirkung von mir exemplifiziert worden ist, ist es klar, daß eine quantitative Bestimmung der Energieabnahme mit dem „Abstande vom Oszillator mißweisend wird, und daß die bisher bekannten Fehlerquellen" nicht beachtet worden sind. Es ist daher nicht erstaunlich, daß die experimentellen Ergebnisse nicht mit denen der Theorie übereinstimmen.

M. G. Sjöström.

---

Nachdem Herr Erb in den Kämpfen des 9. August im Elsaß den ehrenvollen Tod für das Vaterland gefunden hat, fällt mir die Pflicht zu, für ihn das Wort zu ergreifen, da seine von Herrn Sjöström angegriffene Arbeit in dem von mir geleiteten Laboratorium entstanden ist.

Das Mißverständnis, aus dem die Einwendungen des Herrn Sjöström hergeleitet wurden, ist bereits von Herrn Erb aufgeklärt. Dagegen muß ich auf die in vorstehender Erwiderung angegebenen Gründe eingehen, aus denen Herr Sjöström die Resultate von Erb noch weiter für unzuverläßig hält.

Die Komplikationen, die auftreten, wenn sich ein Oszillator nahe über der Grenzfläche eines leitenden Mediums befindet, werden, wie ich glaube, von Herrn Sjöström in ihrer Wirkung überschätzt. Es kann dadurch Wellenlänge und Dämpfung ein wenig geändert werden, aber der Ausbreitungsvorgang und speziell die Abnahme der Energie mit der Entfernung — abgesehen von der nächsten Umgebung des Oszillators — ist unabhängig davon[1]). Nur daß keine ungedämpften, sondern ziemlich stark gedämpfte Schwingungen benutzt wurden, ist eine — freilich kaum ausschlaggebende und auch von Herrn Sjöström nicht hervorgehobene — Abweichung der Versuchsbedingungen von der Sommerfeldschen Theorie.

Was schließlich die letzte Einwendung betrifft, daß die Reflexionen an den Seitenrändern zu der Nichtübereinstimmung mit der Theorie Veranlassung gegeben hätten, so verdient zunächst hervorgehoben zu werden, daß das Vorhandensein dieser Reflexionen und ihr Einfluß auf die Beobachtungen von Herrn Erb zuerst festgestellt ist. „Ungeheuer groß" wie bei einigen von Herrn Sjöström angestellten ganz andersartigen Versuchen war der Einfluß aber hier nicht, wie schon aus dem Fehlen auffälliger Interferenzstellen in den Beobachtungen hervorgeht. Noch weniger wird

1) Das Beobachtungsgebiet reicht hier bis zum 17 fachen der Wellenlänge.

der mittlere Verlauf der Energieabnahme mit der Entfernung, auf den es hier ankommt, beeinflußt. Und wenn er beeinflußt wäre, so könnte die Energieabnahme mit der Entfernung dadurch der Theorie gegenüber nur verlangsamt aber nicht, wie die Beobachtungen zeigen, beschleunigt sein. Mir scheint daher der von Herrn Erb am Schluß seiner obigen Erwiderung eingenommene Standpunkt vorläufig der einzig zulässige zu sein, bis weitere Beobachtungen eine nähere Aufklärung geben. H. Diesselhorst.

## Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

**Max B. Weinstein,** Kräfte und Spannungen. Das Gravitations- und Strahlenfeld. Sammlung Vieweg „Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik.“ Verlag Friedr. Vieweg u. Sohn, Braunschweig. M. 2.—

**L. Graetz,** Die Elektrizität. 17. Aufl. 1914. Verlag J. Engelhorns Nachf., Stuttgart. geb. M. 9.—

## Literaturverzeichnis.

**Boucler, F.,** C. R. 158, 1882, 1914. Sur la propagation des ondes hertziennes le long d'un fil enroulé en hélice.

**Dean, Geo, R.,** Electrician 73, 896, 1914. The propagation of electromagnetic waves in wireless telegraphy.

**Dubilier, William,** Electrician 73, 808, 975, 1914. Wireless as connected with aeronautics.

**Eichhorn, Gustav,** Elektrot. Ztschr. 35, 1001, 1914. Stoßsender der drahtlosen Telegraphie.

**Geitler, Josef Ritter von,** Verh. d. Phys. Ges. 16, 688, 1914. Zur Theorie der Resonanzstrahlung.

**Hayashi, F.,** Ann. Phys. 45, 431, 1914. Zur Kenntnis des Funkenpotentials in Gasen bei höherem Druck.

**Howe, G. W. O.,** Electrician 73, 829, 859, 906, 1914. On the capacity of radio-telegraphic antennae.

**Jégou, Paul,** C. R. 158, 1784, 1914 und La Lum. Él. 31, 153, 1914. Dispositif pour étudier la puissance des oscillations captées dans une réception de télégraphie sans fil.

**Kiebitz, F.,** Electrician 73, 869, 1914. A new method for measuring degrees of coupling and the values of inductances (vergl. Jahrbuch vorliegendes Heft S. 162).

**Kock, F. C.,** Physik. Ztschr. 15, 840, 1914. Eine Abänderung der Braunschen Röhre zur direkten Darstellung von Wechselstromkurven.



**Krönecke, Helmut, Leimbach, Gotthelf u. Mayer, Erich,** Phys. Ztschr. **15**, 733, 1914. Über eine neue Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen mittels Löschkondensator. (Vgl. ebenda S. 844. E. Take, Bemerkung zu dieser Abhandlung.)

**Kühn, L. u. Schmidt, Karl,** Elektrot. Ztschr. **35**, 1018, 1914. Über ein neues radiotelephonisches System (Diskussion).

**Lawrence, W. H.,** Electrician **73**, 994, 1914. The storm detector and its influence upon the operation of lighting central stations.

**Leimbach, Gotthelf,** s. **Krönecke, Helmut.**

— — Ztschr. Ver. D. Ing., 1298, 1914. Elektrische Wellen und Schwingungen zur Erforschung des Erdinnern.

— — Ztschr. für phys. u. chem. Unterricht, Mai 1914, Heft 3. Eine neue Demonstrations-Apparatur für kurze elektrische Wellen.

**Lindman, Karl F.,** Ann. Phys. **45**, 580, 1914. Über elektrische und optische Resonanz.

**Mayer, Erich,** s. **Krönecke, Helmut.**

**Occhialini, A.,** Phys. Ztschr. **15**, 773, 1914. Abgeschnittene Funken.

**Schwarzenauer, W.,** „Kali", Heft 12, 1914. Untersuchung auf Wassergefahr in Grubenbauen mittels elektrischer Wellen.

**Sjöström, Martin,** Ann. Phys. **45**, 353, 1914. Untersuchungen über stehende Hertzsche Wellen in Luft. Ein Beitrag zur Frage nach der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen in Luft und an Drähten.

**Stone-Stone, John,** Electrician **73**, 926, 1914. The resistance of the spark and its effect on the oscillations of electrical oscillators.

**Wirth,** Elektrot. Ztschr. **35**, 980, 1914. Zugbremsung mittels elektrischer Wellen, System Wirth.

**Zenneck, J.,** Verh. D. Phys. Ges. **16**, 699, 1914. Eine Anordnung für gerichtete drahtlose Telegraphie.

**Zickendraht, Hans,** Verh. Naturf. Ges. Basel **25**, 150, 1914. Eine universelle radiotelegraphische Empfangsanordnung.

---

Band 9. Heft 3.

# Jahrbuch

der

# drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Prof. **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Leut. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

**Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben

von

**Dr. Gustav Eichhorn**
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1915.

*Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.*

*Ausgegeben im Januar 1915.*

# Inhalt.



---

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

---

# Jahrbuch

der

# drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 9. 1915. Heft 3.

## Über den gekoppelten Empfänger.

Von **Hans Riegger.**

### Einleitung.

§ 1. Der gekoppelte Empfänger verdankte seine Verwendung in der drahtlosen Telegraphie in erster Linie der guten Resonanzschärfe, welche sich durch ihn erreichen läßt. Indes hielt er atmosphärischen Störungen gegenüber nicht das, was man von ihm erwartete und man kam daher mit Rücksicht auf die Energieausnutzung teilweise wiederum auf den einfachen Empfänger zurück[1]), namentlich als es gelang, auch sehr schwachgedämpfte Antennen zu bauen. Die Rückkehr zum einfachen Empfänger vollzog sich jedoch nicht auf Grund umfassender theoretischer oder experimenteller Arbeiten, wenigstens ist von solchen nichts bekannt geworden.

Die Rechnungen von M. Wien[2]) über den gekoppelten Empfänger gelten für Maximalamplitude und hatten zur Voraussetzung einen auf Maximalamplitude reagierenden Detektor, während die heute im Gebrauch befindlichen Detektoren fast ausschließlich integrieren und damit auf Energie ansprechen.

Die alten Untersuchungen von L. Mandelstam und H. Brandes[3]), ebenso die neueren von L. W. Austin[4]) führten zu loser Koppelung, aber sie sind nicht genügend variiert, um ein allgemeines Bild zu liefern.

---

1) Graf von Arco, Elektrot. Ztschr. **30**, 564, 1909.
2) M. Wien, Ann. Phys. 8, 686, 1902.
3) L. Mandelstam und H. Brandes, D. R. P. Nr. 191478.
4) L. W. Austin, Bull. Bur. of Standards 7, 301, 1911.

Durch die Arbeiten von E. Talsch[1]), G. Heinecke[2]) und O. Güldenpfennig[3]) sind die Verhältnisse kaum geklärt worden, obwohl ihre Untersuchungen sich auf engere Koppelung erstreckten.

F. Kiebitz[4]) verlangt für maximale Reichweite aperiodisches Sekundärsystem, eine Forderung die natürlich sehr schlechte Resonanzschärfe geben kann, aber auch in bezug auf Energieübertragung, wie das Folgende zeigen wird, nicht immer den günstigsten Fall darstellt.

Die erste durchgeführte Rechnung über die Resonanzschärfe beim gekoppelten Empfänger für den Extremfall sehr loser Koppelung stammt von J. Zenneck[5]). Sie gilt unter spezieller Annahme hinsichtlich der Dekremente.

Für beliebige Dekremente habe ich[6]) diesen Extremfall sehr loser Koppelung durchgerechnet und für eine Reihe von Beispielen ausgewertet.

Die vorliegende Untersuchung ist eine vorwiegend experimentelle Erweiterung dieser theoretischen Arbeit auf enge Koppelung. Sie beschränkt sich aber nicht auf die Resonanzschärfe allein, sondern behandelt für beliebige Dekremente und Koppelungen:

1. Die Energieverhältnisse beim gekoppelten Empfänger,
2. die Resonanzschärfe bei demselben,
3. das Verhältnis des gekoppelten und ungekoppelten Empfängers in bezug auf Reichweite und Resonanzschärfe.
4. den Einfluß der Antennenhöhen bei beiden Systemen.

Auf eine theoretische, allgemeine Behandlung wurde verzichtet, weil die Erfahrungen bei der Durchrechnung des Spezialfalles extremloser Koppelung eine solche als praktisch wenig aussichtsreich erscheinen ließ.

Die ganze Untersuchung gilt für einwelligen Sender.

## Versuchsanordnung.

§ 2. Die Versuchsanordnung geht aus Fig. 1 hervor. Einwellige Senderschwingungen von der Form $e^{-\delta t} \cos \omega t$ wurden durch Stoßerregung erhalten. Die Funkenstrecke $F$ war eine Mehrfachplattenfunkenstrecke der Telefunkengesellschaft. Der angestoßene Konden-

1) E. Talsch, Diss. Halle.
2) G. Heinecke, Diss. Halle.
3) O. Güldenpfennig, Diss. Halle.
4) F. Kiebitz, Elektrot. Ztschr. **30**, 224, 1909.
5) J. Zenneck, E. M. S. S. 891.
6) Hans Riegger, Jahrb. 8, 58, 1914.

satorkreis 1 vertritt dann die Stelle der Senderantenne, der mit Kreis 1 extremlose gekoppelte Kondensatorkreis 2 die Stelle der Empfangsantenne. Kondensatorkreis 3, der mit Kreis 2 beliebig gekoppelt werden kann, aber von Kreis 1 vollständig unbeeinflußt sein muß, bildet dann das Sekundärsystem im Empfänger. Dementsprechend ist auch die in Zukunft beibehaltene Bezeichnung zu verstehen. Die Thermoelemente $T_2$ und $T_3$ sind direkt in die Kreise eingeschaltet. Der Thermostrom von $T_2$ wird durch ein Türmcheninstrument von Siemens & Halske, derjenige von $T_3$ durch ein Edelmannsches Galvanometer gemessen. Bei $R_1, R_2, R_3$ können Widerstände eingeschaltet werden, um die Dekremente zu variieren. Die Kapazität $c_1$ war gebildet durch zwei Preßgaskondensatoren, $c_2$ und $c_3$ waren variable Luftkondensatoren[1]) mit einer Gesamtkapazität von je etwa 3000 cm.

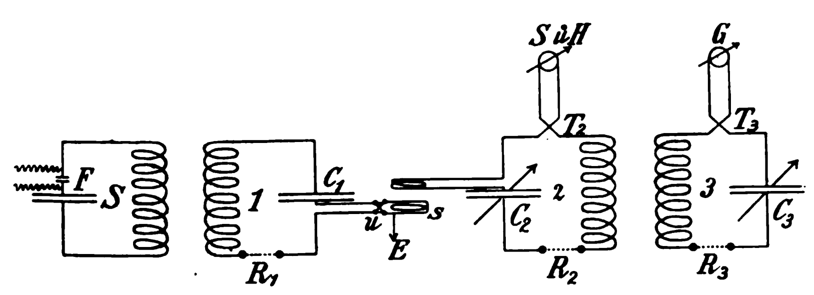



Fig. 1. Versuchsanordnung.

Die Selbstinduktionen bestanden aus Flachspulen und waren bei allen Versuchen konstant, so daß notwendige Verstimmungen immer nur durch Kapazitätsänderungen erfolgten.

Die einzelnen Größen waren folgende:

$c_1 = 3{,}56 \cdot 10^{-3}$ MF. $\quad L_1 = 32300 \quad \mathfrak{d}_1 = 0{,}014$
$c_2 = 1{,}01 \cdot 10^{-3}$ MF. (bei Resonanz mit 1) $\quad L_2 = 114000 \quad \mathfrak{d}_2 = 0{,}012$
$c_3 = 1{,}05 \cdot 10^{-3}$ MF. (bei Resonanz mit 1) $\quad L_3 = 110000 \quad \mathfrak{d}_3 = 0{,}012$
$\lambda = 645$ m

Die Wellenlänge des Senders wurde für alle Versuche konstant gehalten.

Die Dekremente gelten für $R_1 = R_2 = R_3 = 0$.

---

1) Die Plattenfunkenstrecke war mir von der Telefunkengesellschaft und die variablen Luftkondensatoren von Herrn Dr. Nesper (Firma Lorenz) freundlichst zur Verfügung gestellt worden. Ich möchte dafür auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank aussprechen.

$\mathfrak{d}_2$ und $\mathfrak{d}_3$ mit eingeschaltetem Thermoelement, ohne dasselbe wären $\mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_3 = 0{,}006$.

Der Koppelungskoeffizient zwischen 2 und 3 wurde durch Rechnung aus den Selbstinduktionen und dem gegenseitigen Induktionskoeffizienten dieser zwei Kreise erhalten.

Bei den Messungen waren einige Vorsichtsmaßregeln notwendig.

1. Es wurde besonderer Wert darauf gelegt, daß die Senderschwingungen stets wirklich einwellig waren. Bei jeder Änderung von $R_1$ ist daher immer durch richtige Einstellung der Koppelung zwischen dem Stoßkreis und dem Kreis 1 ev. durch Variation des Widerstandes[1]) im Stoßkreis auf günstigsten Stoßeffekt eingestellt worden.

Außerdem war die Stromstärke im Induktor so stark, daß eine sehr große Anzahl von Partialentladungen vorhanden war.[2]) Beträchtliche Energie im Stoßkreis war auch notwendig, um die extremlose Koppelung zwischen 1 und 2 zu sichern, was übrigens beständig kontrolliert wurde.

2. Die Schwingungen des Senders durften nicht direkt auf Kreis 3 wirken. Besonders bei sehr kleinen Dekrementen des ersten und dritten Kreises kann dies leicht eintreten. Es befand sich daher der Sender 10 m vom dritten Kreis entfernt und die Spulen von 1 und 3 waren so gestellt, daß ihre Magnetfelder senkrecht zueinander standen.

3. Der Kreis 1 mußte bei $E$ geerdet werden. Es war dies notwendig, weil hier sonst Spannungen auftraten, die durch Influenz Ladungsverschiebungen auf Kreis 2 zur Folge hatten, welche eine direkte Wirkung von 1 auf 3, namentlich bei sehr enger Koppelung, vermittelten. Bei $U$ waren Bügel, die gestatteten, das Magnetfeld der Schlinge $s$ umzulegen. Beim Umlegen durfte sich an den Ausschlägen im Galvanometer nichts ändern.

Wenn man nicht auf alle diese Sachen genau achtet, kann man im Kreis 3 alle möglichen Werte bekommen.

Die erreichte Konstanz der Schwingungen war eine ausgezeichnete. Die Werte konnten auf etwa 2—3 % noch nach Wochen reproduziert werden, was bei der sehr großen Zahl von möglichen Versuchsfehlern als sehr befriedigend bezeichnet werden kann.

---

1) Eine Änderung des Widerstandes im Stoßkreis kann ähnliche Effekte haben, wie ich früher (Jahrb. 5, 35, 1911) bei Änderung der Koppelung oder Abstimmung gefunden habe.

2) H. Rohmann, Phys. Ztschr. 12, 649, 1911.

### A. Die Energie im Sekundärsystem des Empfängers.

Es soll in diesem Abschnitt die Größe der Energie behandelt werden, welche man beim gekoppelten Empfänger dem Sekundärsystem zuführen kann, und zwar im ersten Teil für gedämpfte Wellen rein empirisch, im zweiten Teil für ungedämpfte Wellen rein mechanisch.

#### I. Gedämpfte Senderwellen.

§ 3. Da die Dekremente der drei Kreise alle variiert, miteinander kombiniert und zu jeder Kombination die Koppelung geändert werden, bei enger Koppelung aber zwei Wellen untersucht werden müssen, ist eine so große Variationsmöglichkeit vorhanden, daß zuerst der systematische Gang der Untersuchung angegeben sei.

#### Allgemeiner Gang der Untersuchung.

Es wurde mit drei verschiedenen Senderdekrementen, mit sehr kleinem, mittlerem und großem Dekrement gearbeitet.

Für jedes Senderdekrement wurden Aufnahmen für verschiedene Dekremente der Empfangsantenne gemacht. Bei einem bestimmt gewählten Wert des Dekrementes in der Empfangsantenne (2) wurden Kurven aufgenommen, welche den Strometfekt im Sekundärsystem des Empfängers wiedergeben abhängig von der Koppelung zwischen 2 und 3. Solche Kurven sind für verschiedene Werte des Dekrementes im Sekundärsystem (3) bestimmt worden.

Die Koppelung zwischen Sender und Empfangsantenne für solche Kurven, also für konstantes $\mathfrak{b}_1$ und $\mathfrak{b}_2$ ist natürlich keiner Änderung unterworfen worden. Bei dieser konstanten Koppelung zwischen 1 und 2 wurde auch der Strometfekt in der Antenne (2) gemessen, wenn das Sekundärsystem (3) ganz weggelassen war. Dadurch lassen sich dann die beiden Empfangssysteme in bezug auf Reichweite in sehr einfacher Weise miteinander vergleichen.

Für enge Koppelung sind die Bereiche beider Wellen untersucht worden. Die Einstellung der Kapazitäten $c_2$ und $c_3$ ist dabei eine recht komplizierte und wird später eingehend behandelt werden. Es sei hier nur vermerkt, daß die Einstellung so gewählt war, daß der Strometfekt im Sekundärsystem den größten Wert hatte, den er für die betreffende Koppelung zwischen 2 und 3 einerseits bei der Benutzung der oberen, andererseits bei Anwendung der unteren Welle überhaupt annehmen konnte.

## Umrechnung auf Energie.

§ 4. Der Stromeffekt im Sekundärsystem liefert indes noch kein hinreichendes Charakteristikum für die Leistungsfähigkeit des Empfängers, denn er hängt von der speziellen Form des Kondensatorkreises, und namentlich der Dämpfung desselben ab. Es sind daher im folgenden nicht die Kurven für den Stromeffekt, sondern diejenigen für die Energie im Sekundärsystem (3) mitgeteilt. Aus den nach dem Vorangehenden bestimmten Kurven für den Stromeffekt wurden die Energiekurven erhalten mit Hilfe der Widerstände der einzelnen Kreise, welche durch Dekrementbestimmung ermittelt wurden.

Um diese Umrechnung möglichst einfach zu gestalten und ganz unabhängig von Schwingungsform und Schwingungszahl, waren die Thermoelemente direkt in die Kreise eingeschaltet. Die Widerstände $R_2$ und $R_3$ bestanden aus so dünnem Draht, daß ihr Widerstand von der Schwingungszahl ebenfalls nicht merklich beeinflußt wurde.

Um die beiden Empfangssysteme hinsichtlich ihrer Energieaufnahme miteinander vergleichen zu können, muß dann noch Rücksicht auf die verschiedene Empfindlichkeit der beiden Thermoelemente und Galvanometer genommen werden.

Für ein bestimmtes Dekrement des Senders (1) und der Empfangsantenne (2) wurde nach dem früheren die Koppelung zwischen Kreis 1 und 2 nicht geändert. Beim Übergang zu einem anderen Sender- oder Empfängerdekrement erforderte die Notwendigkeit gutablesbarer Ausschläge im Galvanometer andere Koppelung, die aber in allen Fällen extrem lose blieb. Um nun trotzdem für ganz beliebige Dekremente die Energieaufnahmen miteinander vergleichen zu können, ist für die folgenden Kurven die Ordinate auf ein und dieselbe Koppelung zwischen Kreis 1 und 2 bezogen. Die Faktoren für die Umrechnung sind ja leicht experimentell zu ermitteln.

## Einstellungsverfahren.

§ 5. Um über die Art und Weise zu orientieren, wie bei enger Koppelung im Bereiche der beiden Wellen eingestellt wurde, damit die Energie im Sekundärsystem bei gegebenen Dekrementen der drei Kreise den höchstmöglichen Wert annimmt, sei das Einstellungsverfahren an dieser Stelle in großen Zügen mitgeteilt. Eingehen auf Einzelheiten schon jetzt würde zu sehr aus dem Rahmen dieses Abschnittes, der in erster Linie die Energieübertragung behandeln soll, herausfallen. Außerdem erscheint die Einstellung, die von der bisher gebräuchlichen

in speziellen Fällen nicht unerheblich abweicht, wichtig genug in einem besonderen Abschnitt dargestellt zu werden.

Wenn Kreis 2 und 3 miteinander gekoppelt werden, so bilden sie bei engerer Koppelung ein System, das zwei Eigenschwingungen besitzt, von denen die eine, die „obere" oder die „untere" Welle auf den Sender abgestimmt werden kann. Von den beiden infolge der Koppelung entstandenen Wellen sei dabei diejenige mit der höheren Frequenz „obere", diejenige mit der niederen Frequenz „untere" Welle genannt. Die Tatsache der zwei Eigenschwingungen liegt nun vor, ob die beiden Kreise 2 und 3 aufeinander abgestimmt sind oder nicht. Danach ergeben sich unter Voraussetzung einer bestimmten, engen Koppelung folgende Möglichkeiten:

a) Kreis 2 und 3 seien aufeinander abgestimmt. Ihre Wellenlänge sei dabei so gewählt, daß bei der bestimmten engen Koppelung eine der beiden Koppelungswellen gleich der Welle des Senders wird (Einstellungsverfahren A).

b) Kreis 2 und 3 seien nicht aufeinander abgestimmt, aber doch so eingestellt, daß bei der bestimmten engen Koppelung eine der beiden Koppelungswellen dieselbe Frequenz hat, wie der Sender.

Es ist hierfür notwendig, daß, wenn die Eigenwelle von 2 kleiner ist, als im Falle a) diejenige von 3 größer ist, als bei a) und umgekehrt. Daher sind bei b) zwei Fälle zu unterscheiden.

1. Die Eigenwellenlänge von Kreis 2 sei kleiner, als bei Einstellung A. Die Eigenwelle von Kreis 3 muß dann größer als in a) sein (Einstellungsverfahren B).

2. Die Eigenwellenlänge von Kreis 2 sei größer als nach a), diejenige von Kreis 3 muß dann kleiner als nach a) gewählt werden (Einstellungsverfahren C).

Ein in sich verstimmter Empfänger (Einstellung B und C) kann eine erheblich bessere Energieausnutzung geben, als der in sich abgestimmte Empfänger (Einstellung A).

Dabei ist allerdings die Art der Verstimmung nicht willkürlich. Die günstigere Energieausnutzung wird nur bei einer ganz bestimmten Verstimmung erzielt, für welche die Dekremente von Kreis 2 und 3 in erster Linie maßgebend sind. Es gilt nämlich bei der Wahl der Einstellung folgendes.

Einstellung A giebt die beste Energieübertragung, wenn die beiden Dekremente der Kreise 2 und 3 einander gleich, oder nahe zu gleich sind, also wenn ungefähr $\mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_3$ ist.

Einstellung B gilt bei Anwendung der oberen Welle, wenn $\mathfrak{d}_2 < \mathfrak{d}_3$.

bei Anwendung der unteren Welle, wenn $\mathfrak{d}_2 > \mathfrak{d}_3$. Einstellung C bei Verwendung der oberen Welle, wenn $\mathfrak{d}_2 > \mathfrak{d}_3$, bei Verwendung der unteren Welle, wenn $\mathfrak{d}_2 < \mathfrak{d}_3$. Die Verstimmungen sind um so größer, je mehr sich die Dekremente $\mathfrak{d}_2$ und $\mathfrak{d}_3$ unterscheiden.

Bei Anwendung der oberen oder unteren Welle und Einstellung nach A ist die Eigenwelle der beiden Systeme 2 und 3 ohne Koppelung verschieden von der Wellenlänge des Senders und zwar bei Benutzung der oberen Welle größer, bei Benutzung der unteren Welle kleiner als die Senderwelle. Gegenüber dieser Wellenlänge der Systeme 2 und 3, die nach dem Obigen die richtige ist, wenn $\mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_3$, muß die Eigenwelle von 2 also um so mehr sich derjenigen vom Sender nähern je kleiner die Dämpfung von 2 im Verhältnis zu derjenigen von 3 ist, und umgekehrt, wobei dann jedesmal die Wellenlänge von 3 in entgegengesetzter Weise zu ändern ist. Bei den nachfolgenden Kurven ist für jede auch das zugehörige Einstellungsverfahren angegeben.

## Versuchsergebnisse.

### 1. Obere Welle.

§ 6. Es kann nunmehr auf die Besprechung der Resultate der Beobachtungen eingegangen werden. Zunächst wollen wir uns mit der oberen Welle beschäftigen, d. h. wir benutzen von dem System, das wir bei enger Koppelung der Kreise 2 und 3 erhalten, die kürzere Wellenlänge für den Empfang.

**Mittlere Senderdämpfung** $\mathfrak{d}_1 = 0{,}048$.

a) Mittlere Dämpfung der Empfangsantenne $\mathfrak{d}_2 = 0{,}0475$.

Fig. 2 zeigt uns die Ergebnisse der Messung. Ordinate der Kurven ist die Gesamtenergie im Sekundärsystem des gekoppelten Empfängers in willkürlicher, aber auch für alle folgenden Energiekurven konstanter Einheit der Energie.

Die Zahlen, welche in jeder Figur oben links stehen, geben die Gesamtenergie der Antenne ohne Sekundärsystem vergleichshalber an.

Abszisse ist der Koppelungskoeffizient zwischen Kreis 2 und 3 in Prozenten. In der Abteilung II ist der Maßstab der Abszisse gegen I verkleinert worden, ebenso in den Abteilungen III und IV deren Bedeutung später besprochen wird.

Die verschiedenen Kurven *a*, *b*, *c*, *d*, *e* gelten für verschiedene Dekremente des Kreises 3, also des Sekundärsystems.

Wir entnehmen der Fig. 2 folgendes:

Für die Energieaufnahme im Sekundärsystem des ge-

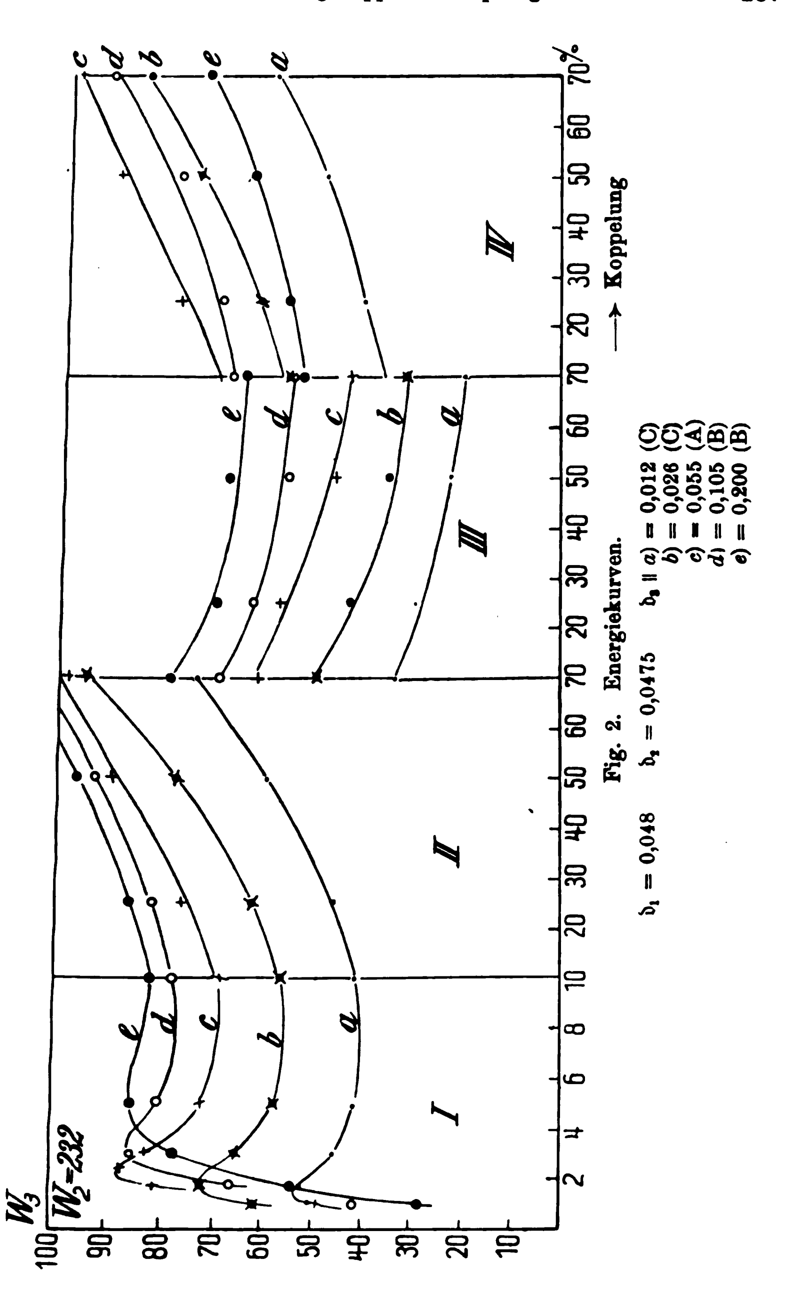



Fig. 2. Energiekurven.

$b_1 = 0{,}048$ $b_2 = 0{,}0475$ $b_3$ || $a) = 0{,}012$ (C)
$b) = 0{,}026$ (C)
$c) = 0{,}055$ (A)
$d) = 0{,}105$ (B)
$e) = 0{,}200$ (B)

koppelten Empfängers besteht ein mehr oder weniger ausgesprochenes Maximum bei loser Koppelung.

Ich möchte bemerken, daß dieses Resultat durchaus nicht identisch ist, mit bereits bekannten Beobachtungen, die für lose Koppelung ebenfalls ein Maximum feststellten. Dieselben sind nämlich unter Verengerung der Koppelung gemacht worden, teils, ohne die Abstimmung zu ändern, teils, ohne sie in der Weise zu verändern, wie es später eingehend beschrieben wird. Im ersten Fall ist ein Maximum bei loser Koppelung selbstverständlich, im zweiten Fall läßt die Auffindung eines Maximums immer noch die Möglichkeit offen, daß dasselbe bei richtiger Einstellung wegfällt, was es in manchen Fällen tatsächlich auch tut.

Das Maximum ist um so schärfer ausgebildet, und liegt bei um so kleinerer Koppelung, je schwächer gedämpft das Sekundärsystem ist.

Über seine Lage sei erwähnt, daß es immer an einer Stelle der Koppelung liegt, kurz bevor die beiden Koppelungswellen im gekoppelten Emgfängersystem auftreten, wie sich ja experimentell leicht nachweisen ließ. Die Koppelung hängt dabei nur ab von der Größe der Dekremente, aber nicht, wie man zu erwarten geneigt sein könnte, von der Differenz $\mathfrak{d}_2 - \mathfrak{d}_3$. Auch das Dekrement des Senders hat hierfür einigen Einfluß.

Nach einem sehr flachen Minimum steigt die Energie bei enger Koppelung wieder an und kann den maximalen Wert, den sie bei loser Koppelung erreichte, sogar überschreiten.

Eine Vergleichung der verschiedenen Kurven miteinander zeigt, daß im allgemeinen die vom Sekundärsystem aufgenommene Energie um so größer wird, je stärker gedämpft dasselbe ist.

Der höchste Wert, den eines der Maxima bei loser Koppelung annimmt, wird indes dann erreicht, wenn das Dekrement des Sekundärsystems ungefähr gleich demjenigen der Antenne ist.

Die Energie, welche man in die Antenne ohne Sekundärsystem erhält, ist auch in dem für den gekoppelten Empfänger günstigsten Fall ungefähr das $2^1/_2$ fache.

b) $\mathfrak{d}_2 = 0{,}012$. Sehr kleine Dämpfung der Empfangsantenne, Fig. 8.

Die Maxima bei loser Koppelung sind noch schärfer geworden und weiter nach links gerückt, so daß jetzt schon eine Koppelung von $1-1^1/_2$ % am günstigsten wirkt.

Zu beachten ist hier der enorme Anstieg der Energie bei enger Koppelung und zwar namentlich für sehr kleine Dekremente des

Sekundärkreises, während für große Dekremente bei ganz enger Koppelung der Effekt wieder fällt.

Vergleicht man die Kurven untereinander, so sind sie sich gegenüber *a* näher gerückt. Großes Dekrement des Sekundärsystems hat hier keinen so großen Vorteil, ja bei loser und sehr enger Koppelung Nachteile.

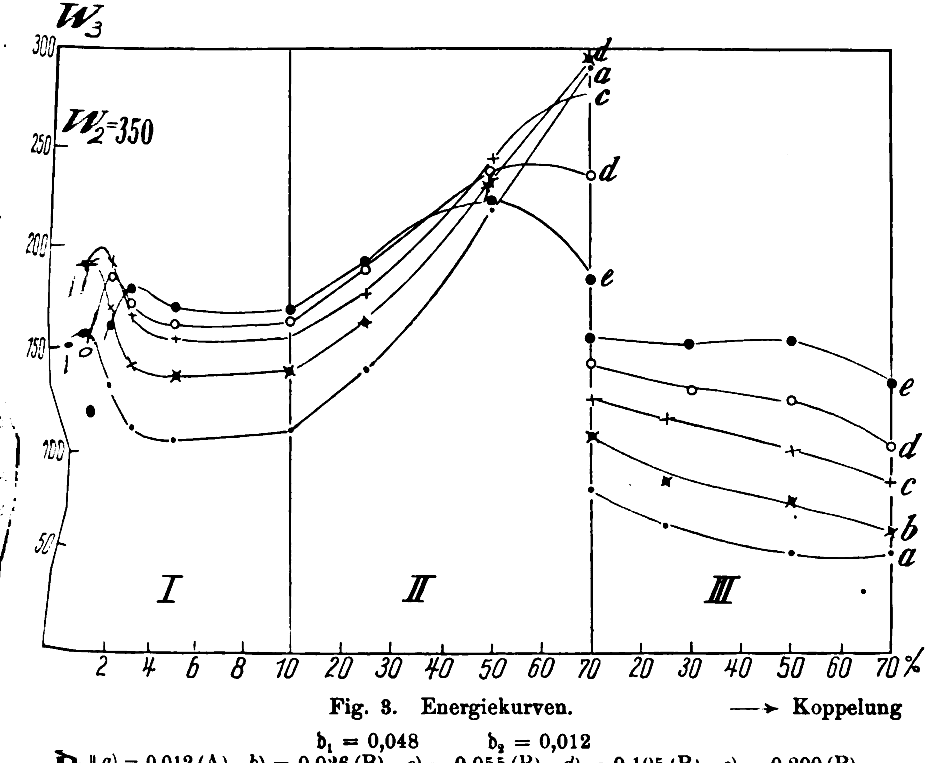



Fig. 3. Energiekurven. —→ Koppelung

$\mathfrak{d}_1 = 0,048$ $\mathfrak{d}_2 = 0,012$

$\mathfrak{d}_3$ ‖ *a*) = 0,012 (A) *b*) = 0,026 (B) *c*) = 0,055 (B) *d*) = 0,105 (B) *e*) = 0,200 (B)

Den günstigsten Wert nimmt das Maximum für lose Koppelung jetzt nicht mehr an, wenn das Dekrement $\mathfrak{d}_3 = \mathfrak{d}_2$ sondern jedenfalls ungefähr, wenn $\mathfrak{d}_3 = \mathfrak{d}_1$ ist. Es gilt dies immer dann, wenn $\mathfrak{d}_1 > \mathfrak{d}_2$ ist.

c) $\mathfrak{d}_2 = 0,191$ starkgedämpfte Empfangsantenne. Fig. 4.

Die Veränderungen gegenüber *a* finden jetzt alle in entgegengesetzter Richtung statt, wie beim Übergang von a) nach b).

Das Maximum bei loser Koppelung ist nur noch ganz flach. Der Abstand der Kurven ist groß, so daß schwache Dämpfung des Sekundärsystems beträchtlichen Energieverlust bringt.

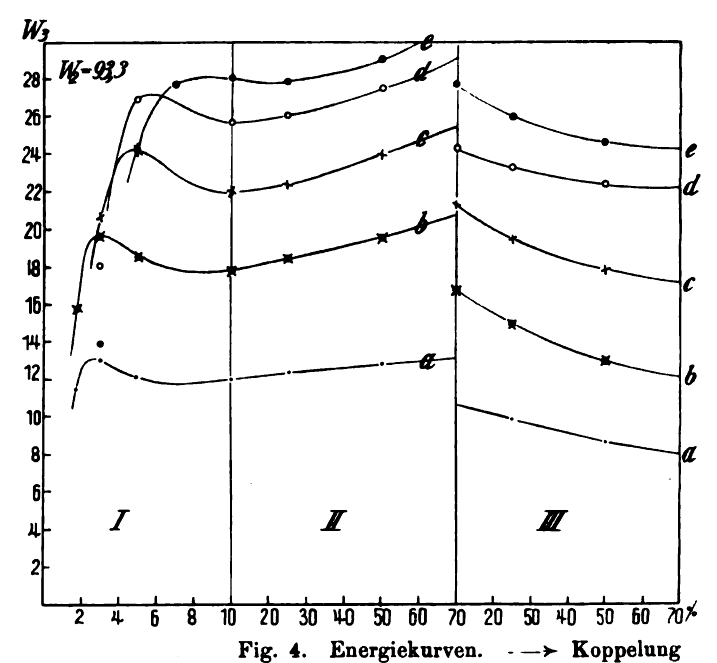



Fig. 4. Energiekurven. - —> Koppelung

$\mathfrak{d}_1 = 0{,}048$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}191$

$\mathfrak{d}_3$ || $a = 0{,}012$ (C) $b = 0{,}026$ (C) $c = 0{,}055$ (C) $d = 0{,}105$ (C) $e = 0{,}2$ (A)

**Sehr kleine Senderdämpfung** $\mathfrak{d}_1 = 0{,}014$.

§ 7. Es seien hier zwei Fälle behandelt, die in den Fig. 5 u. 6 dargestellt sind. Fig. 5 gilt für $\mathfrak{d}_2 = 0{,}0475$ und Fig. 6 für $\mathfrak{d}_2 = 0{,}191$. Die Maxima für lose Koppelung sind in beiden Fällen recht flach. Auch der Wiederanstieg für enge Koppelung ist, wenn überhaupt vorhanden, prozentuell nicht mehr sehr groß.

Das Wichtigste an diesen Kurven aber ist in beiden Figuren, wegen der Nutzanwendung auf ungedämpfte Wellen, daß sie nicht mehr weit voneinander abstehen. Hinsichtlich der Reichweite bei schwachgedämpften und demnach auch ungedämpften Wellen (der Rückschluß auf ungedämpfte Wellen wird durch eine spätere Rechnung vollständig bestätigt) ist ein schwachgedämpfter Kondensatorkreis 3 beinahe ebenso günstig, wie ein stark gedämpfter, wodurch man natürlich große Resonanzschärfe ohne erhebliche Einbuße an Energie gewinnen kann. Gegenüber dem einfachen Empfänger ist die dem Kondensatorkreis 3 zugeführte Energie jedoch gering, nur $^1/_4$ bis $^1/_3$.

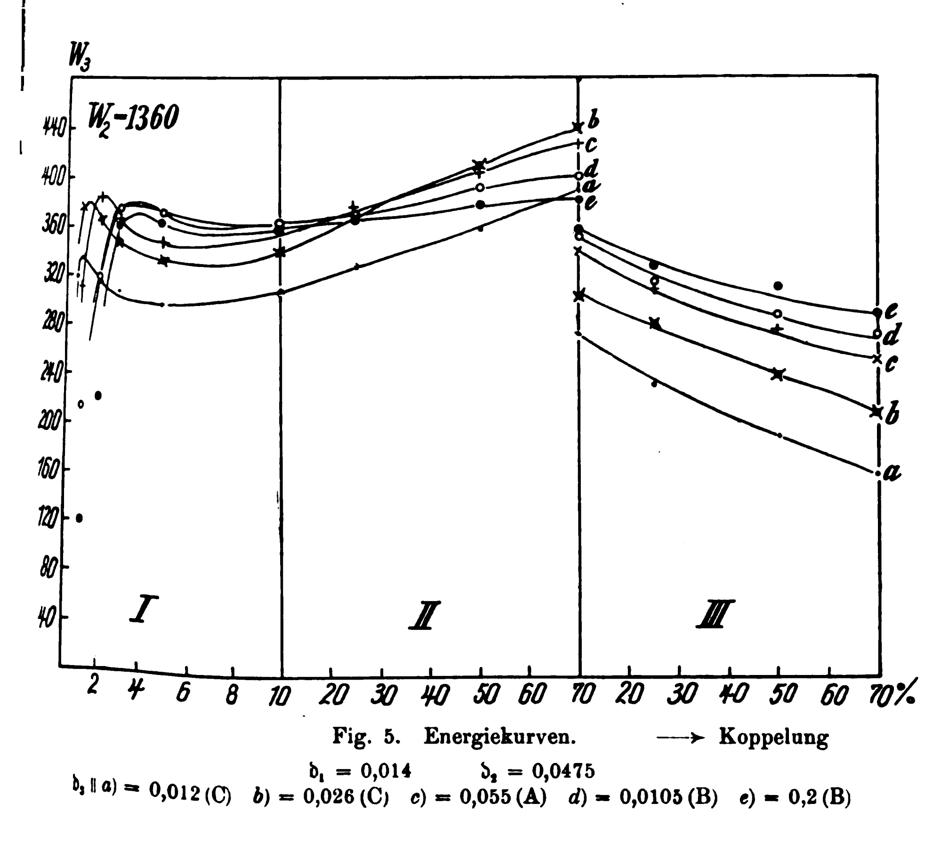



Fig. 5. Energiekurven. ⟶ Koppelung

$\mathfrak{d}_1 = 0{,}014$  $\mathfrak{d}_2 = 0{,}0475$

$\mathfrak{d}_3$ ‖ *a*) = 0,012 (C) *b*) = 0,026 (C) *c*) = 0,055 (A) *d*) = 0,0105 (B) *e*) = 0,2 (B)

**Große Senderdämpfung** $\mathfrak{d}_1 = 0{,}095$.

§ 8. Die gewählte Dämpfung $\mathfrak{d}_1 = 0{,}095$ ist zwar absolut genommen noch nicht sehr groß und man hat namentlich früher mit viel größeren Dekrementen gearbeitet. Ich wollte nicht zu größeren Dekrementen gehen, um der Einwelligkeit der Schwingungen sicher zu sein. Es machen sich bei großer Dämpfung leicht die Koppelungsschwingungen zwischen Stoßkreis und Kreis 1 geltend, was aber namentlich für engere Koppelung zwischen 2 und 3 Störungen verursachen könnte.

Um die Richtung der Änderung gegenüber mittlerer Dämpfung des Senders festzustellen, genügt $\mathfrak{d}_1 = 0{,}095$ vollständig.

Die Fig. 7 u. 8 repräsentieren uns diesen Fall. Die erste gilt für schwachgedämpfte Empfangsantenne $\mathfrak{d}_2 = 0{,}024$, die letztere für starkgedämpfte $\mathfrak{d}_2 = 0{,}191$.

Fig. 8 hat naturgemäß viel Ähnlichkeit mit Fig. 4. Der Unterschied besteht in erster Linie darin, daß nach Fig. 8 die Verwendung

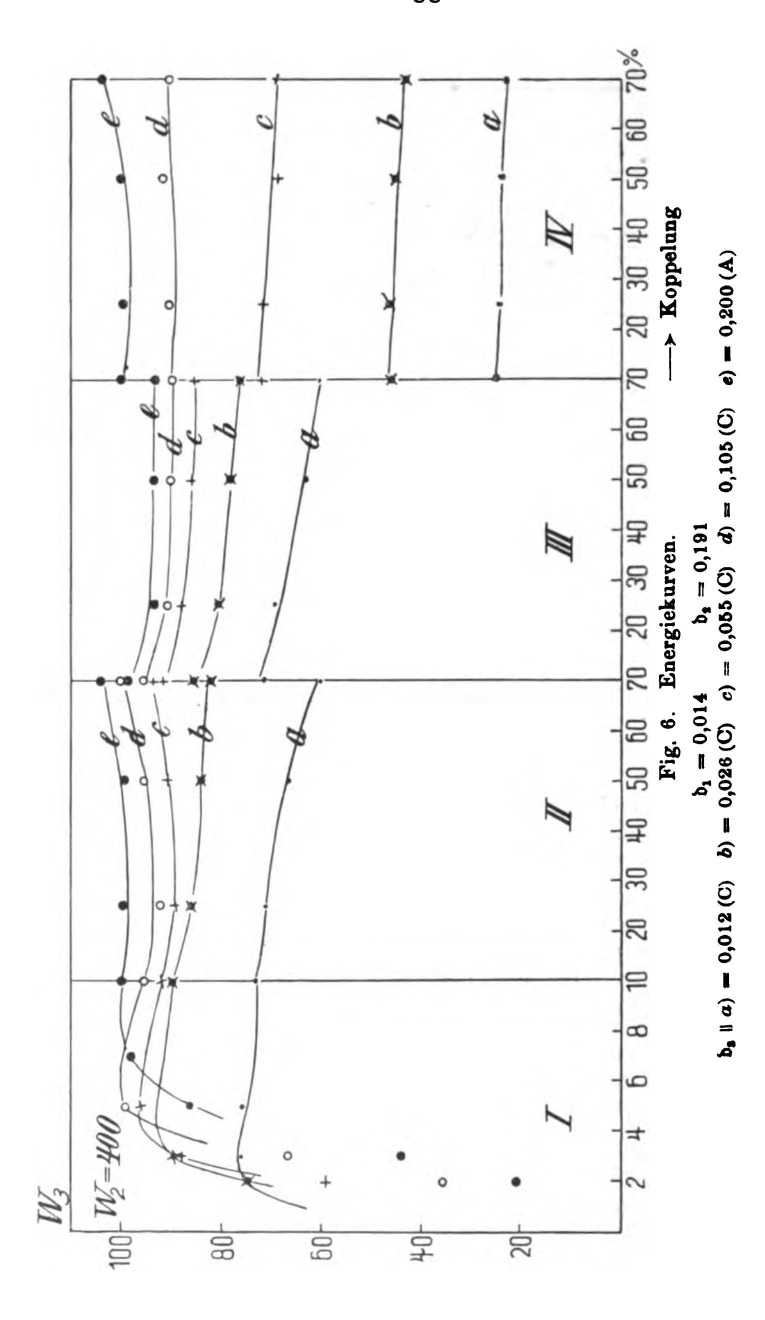



**Fig. 6. Energiekurven.**

$\mathfrak{b}_1 = 0{,}014$ $\mathfrak{b}_2 = 0{,}191$

$\mathfrak{b}_3$ ‖ *a*) = 0,012 (C) *b*) = 0,026 (C) *c*) = 0,055 (C) *d*) = 0,105 (C) *e*) = 0,200 (A)

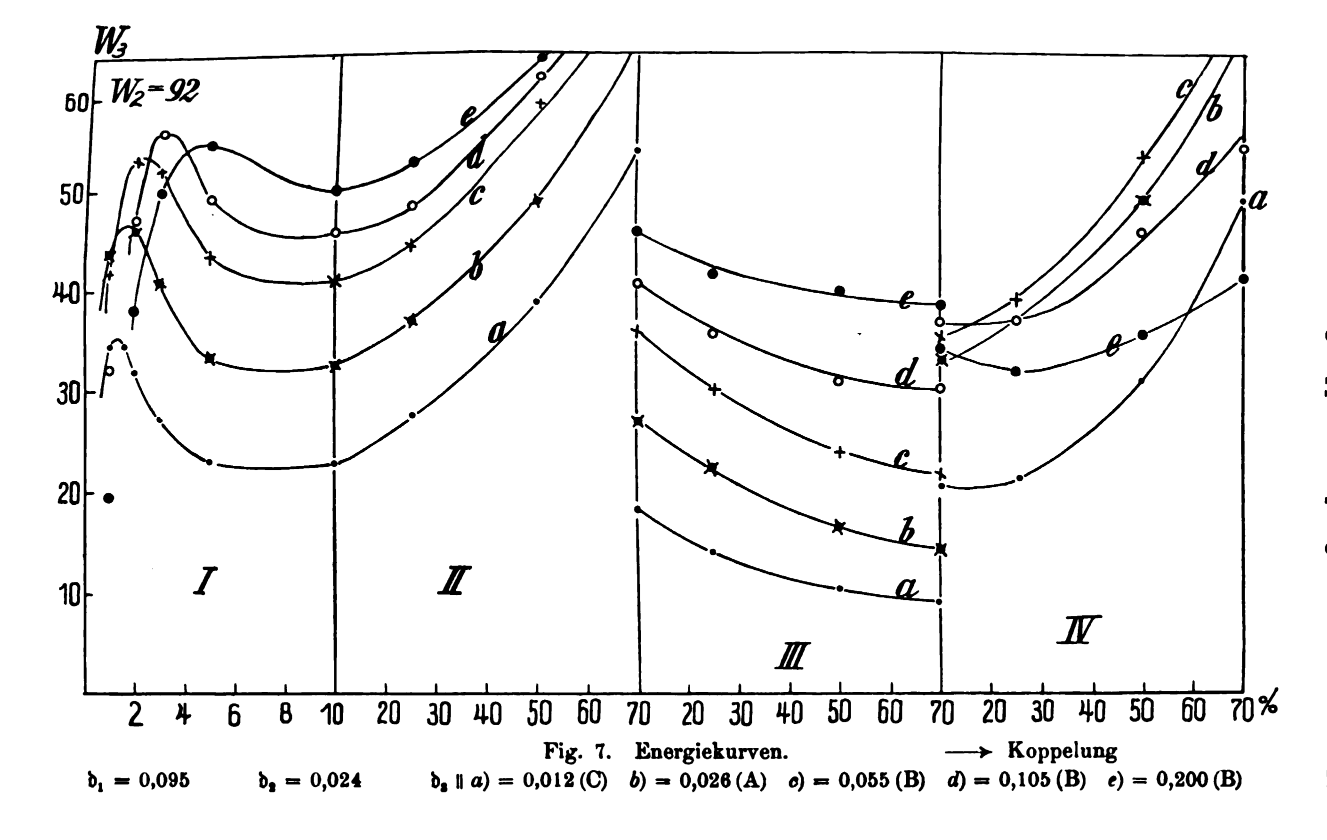



Fig. 7. Energiekurven. ⟶ Koppelung

$\mathfrak{d}_1 = 0{,}095$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}024$ $\mathfrak{d}_3$ ‖ *a*) = 0,012 (C) *b*) = 0,026 (A) *c*) = 0,055 (B) *d*) = 0,105 (B) *e*) = 0,200 (B)

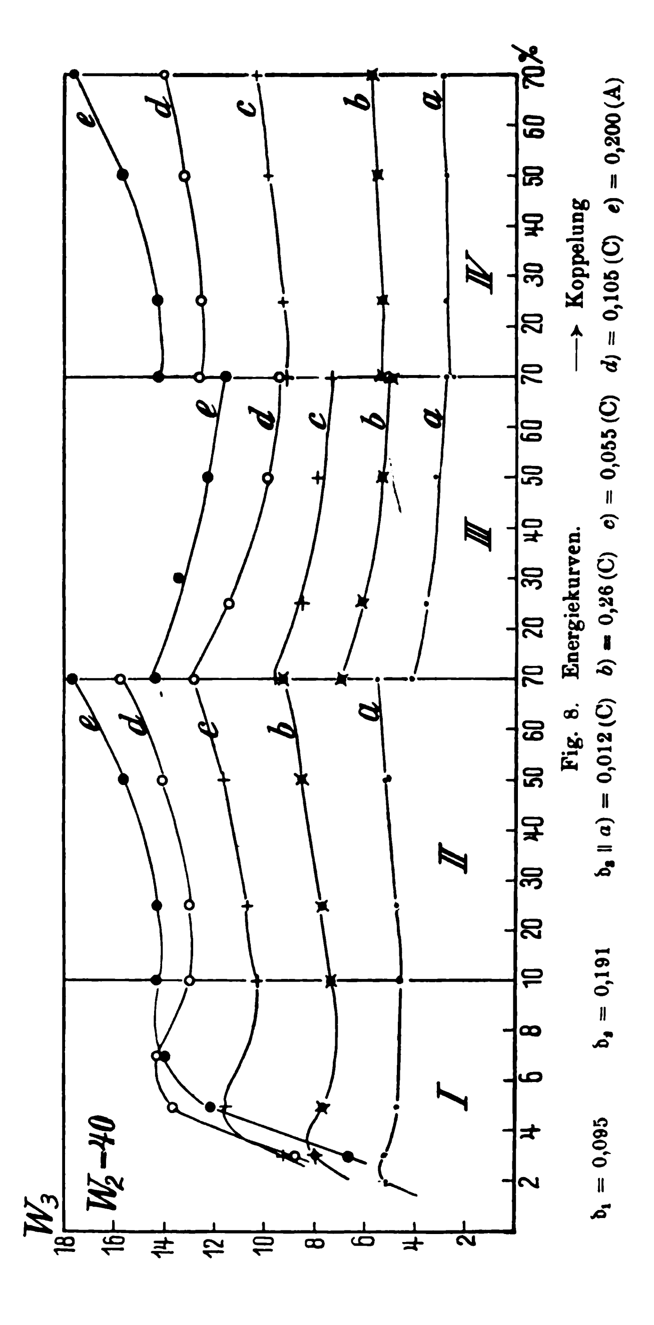



Fig. 8. Energiekurven.

$b_1 = 0{,}095$ $b_2 = 0{,}191$ $b_3 \parallel a) = 0{,}012$ (C) $b) = 0{,}26$ (C) $c) = 0{,}055$ (C) $d) = 0{,}105$ (C) $e) = 0{,}200$ (A)

eines schwachgedämpften Sekundärsystems noch mit viel größeren Verlusten an Energie verbunden ist, als in Fig. 4. Will man also bei großem Sender- und Empfängerdekrement die Resonanzschärfe vermehren durch Benutzung eines sehr schwachgedämpften Sekundärsystems, so kann man dabei einen erheblichen Verlust an Energie nicht umgehen. Dieser Umstand ist deshalb besonders mißlich, weil eine Verbesserung der Resonanzschärfe eben gerade in diesem Fall not tut.

Einen gänzlich anderen Charakter haben die Kurven der Fig. 7. Hier ist das erste Maximum so ausgesprochen, wie sonst nirgendwo. Ebenso stark ist auch der nachherige Wiederanstieg. Der beste Wert bei loser Koppelung wird erreicht, wenn $\mathfrak{d}_3 = \mathfrak{d}_1$ gemacht wird. Das Verhältnis der Energie gegenüber derjenigen beim ungekoppelten Empfänger ist hier weitaus günstiger, als in allen früheren Fällen.

## 2. Untere Welle.

§ 9. Bei der oberen Welle, die im bisherigen ausschließlich benutzt wurde, kommt man dann zur Abstimmung auf die Wellenlänge des Senders, wenn man die Kapazitäten $c_2$ und $c_3$ vergrößert gegenüber dem Werte, den sie bei loser Koppelung haben, wo jedes System für sich auf die Wellenlänge des Senders abgestimmt ist. Bei Abstimmung auf den Sender unter Verkleinerung der Kapazitäten $c_2$ und $c_3$ erhält man ein System mit zwei Wellen, von denen die längere die Wellenlänge des Senders besitzt. Die Energie, welche bei Benutzung dieser Welle dem Sekundärsystem zugeführt werden kann, wurde in derselben Weise bestimmt, wie für die obere Welle.

Die Resultate sind in Abteilung III der bereits behandelten Figuren dargestellt. Der Wert der Energie ist in allen Fällen kleiner, als bei der oberen Welle. Er steigt nach Überschreiten des Maximums bei loser Koppelung nicht mehr an, sondern fällt monoton.

Da die Werte für beide Wellen natürlich beim ersten Maximum, wo ja die Trennung erst beginnt, übereinstimmen, ist für die ersten 10 % Koppelung ein großer Unterschied noch nicht vorhanden, so daß es genügte, die Werte für die untere Welle erst von 10 % an anzugeben.

Die Unterschiede beider Wellen hinsichtlich der Energie im Sekundärsystem sind dann besonders groß, wenn für die obere bei enger Koppelung die Energie stark ansteigt, also wenn das Dekrement des Senders größer ist, als dasjenige der Empfangsantenne, sie sind dagegen dann unwesentlich, wenn die Senderdämpfung sehr klein, diejenige der Empfangsantenne aber sehr groß ist.

Wenn die Energie der unteren Welle nur wenig hinter der der

anderen zurücksteht, dürfte sich ihre Verwendung sogar empfehlen. Sie hat nämlich hinsichtlich der Einstellung und der Resonanzschärfe, wie sich später zeigen wird, ihre Vorzüge.

Für schwachgedämpfte Empfangsantenne muß man aber bei gedämpften Senderwellen die Anwendung der unteren Welle wohl ausschließen, da die Energie auf den sechsten Teil fallen kann und für so große Verluste doch kein äquivalenter Vorteil mehr geboten wird.

## II. Ungedämpfte Wellen.

§ 10. Für ungedämpfte Wellen läßt sich die Energie, welche man in das Sekundärsystem bekommt, unschwer ausrechnen. Das Resultat der Rechnung läßt sich auch einfach diskutieren und liefert uns teils eine Bestätigung der früheren Extrapolation, teils neue Tatsachen.

### Lösung der Differentialgleichung.

Die Differentialgleichungen für die Stromstärke in den beiden Empfangssystemen lauten bekanntlich:

$$\frac{d^2 J_2}{d t^2} + 2\delta_2 \frac{d J_2}{d t} + (\omega_2^2 + \delta_2^2) J_2 + \varkappa_2 \frac{d^2 J_3}{d t^2} = J_{10} e^{i\omega t} \qquad (1)$$

$$\frac{d^2 J_3}{d t^2} + 2\delta_3 \frac{d J_3}{d t} + (\omega_3^2 + \delta_3^2) J_3 + \varkappa_3 \frac{d^2 J_2}{d t^2} = 0 \qquad (2)$$

wo $J_{10} = \frac{\omega E_{10}}{\mathfrak{L}_2}$ und $E_{10}$ die Amplitude der auf die Antenne (2) wirkenden elektromotorischen Kraft ist.

Setzen wir $J_2 = J_{20} e^{i w t}$ und $J_3 = J_{30} e^{i w t}$ und schreiben in Zukunft

$$\omega_2^2 \text{ statt } \omega_2^2 + \delta_2^2$$
$$\omega_3^2 \text{ statt } \omega_3^2 + \delta_3^2$$

so erhalten wir, wenn wir außerdem zu reellen Amplituden übergehen, für $J_{20}^2$ und $J_{30}^2$ die Werte[1]):

$$J_{20}^2 = J_{30}^2 \cdot \frac{(\omega_3^2 - \omega^2)^2 + 4\delta_3^2\omega^2}{K_3^2\omega^4} \qquad (3)$$

$$J_{30}^2 = \frac{J_{10}^2 \cdot \mathfrak{L}_2 \cdot K^2\omega^4}{\mathfrak{L}_3 \left(\{(\omega_2^2 - \omega^2)(\omega_3^2 - \omega^2) - 4\delta_2\delta_3 \cdot \omega^2 - K^2\omega^4\}^2 + 4\omega^2\{(\omega_2^2 - \omega^2)\delta_3 + (\omega_3^2 - \omega^2)\delta_2\}^2\right)} \qquad (4)$$

Wir wollen uns hier nur für die Energie $W_3$ im dritten Kreis interessieren.

---

1) Vgl. M. Wien, Ann. 61, 182, 1897.

$$W_3 = \frac{J_{30}^2 \cdot R_3}{2} = \frac{C}{\{(\omega_2^2 - \omega^2)(\omega_3^2 - \omega^2) - 4\,\delta_2\,\delta_3\,\omega^2 - K^2\,\omega^4\}^2 + \\ + 4\,\omega^2\{(\omega_2^2 - \omega^2)\,\delta_3 + (\omega_3^2 - \omega^2)\,\delta_2\}^2} = \frac{C}{\mathfrak{N}} \quad (5)$$

wo

$$C = \frac{J_{10}^2\,\mathfrak{L}_2\,K^2 \cdot \omega^4 \cdot R_3}{2\,\mathfrak{L}_3}$$

ist und $K^2 = \varkappa_2\,\varkappa_3$

### Diskussion der Lösung.

§ 11. Es soll die Welle des Senders unverändert bleiben. $\omega_2$ und $\omega_3$ sollen so variiert werden, daß $W_3$, die Energie des Sekundärsystems, für ein bestimmtes $K$ den absolut größten Wert annimmt. Der Nenner $\mathfrak{N}$ muß dann ein absolutes Minimum werden.

Aus $\frac{\partial\,\mathfrak{N}}{\partial\,\omega_2} = 0$ und $\frac{\partial\,\mathfrak{N}}{\partial\,\omega_3} = 0$ erhalten wir zwei Gleichungen siebenten Grades, welche uns eine Reihe von Wertepaaren liefern, von denen jedes in einem bestimmten Gebiet der Koppelung $W_3$ zu einem absoluten Maximum macht. Wir wollen statt der zyklischen Schwingungszahlen die Frequenz und statt der Dämpfungsfaktoren die Dekremente der Kreise 2 und 3 einführen, wenn sie auf den Sender einzeln abgestimmt sind. Wir erhalten so folgende Wertepaare:

$$\left.\begin{aligned} N_2^2 - N^2 &= 0 \\ N_3^2 - N^2 &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{N_2^2}{N^2} - 1 &= \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\mathfrak{d}_2}{\mathfrak{d}_3}(\pi^2 K^2 - \mathfrak{d}_2\,\mathfrak{d}_3)} \\ \frac{N_3^2}{N^2} - 1 &= \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\mathfrak{d}_3}{\mathfrak{d}_2}(\pi^2 K^2 - \mathfrak{d}_2\,\mathfrak{d}_3)} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{N_2^2}{N^2} - 1 &= -\frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\mathfrak{d}_2}{\mathfrak{d}_3}(\pi^2 K^2 - \mathfrak{d}_2\,\mathfrak{d}_3)} \\ \frac{N_3^2}{N^2} - 1 &= -\frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\mathfrak{d}_3}{\mathfrak{d}_2}(\pi^2 K^2 - \mathfrak{d}_2\,\mathfrak{d}_3)} \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

$$\left.\begin{aligned} N_2 &= 0 \\ \frac{N_3^2}{N^2} - 1 &= -\frac{\pi^2 K^2}{\pi^2 + \mathfrak{d}_2^2} \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{N_2^2}{N^2} - 1 &= -\frac{\pi^2 K^2}{\pi^2 + \mathfrak{d}_3^2} \\ N_3 &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Die zweiten Differentialquotienten geben uns an, wann diese Wertepaare die Größe $W_3$ zu einem Maximum (bzw. Minimum) machen. Wir berücksichtigen natürlich nur reelle Werte.

a) Für das Wertepaar der Gleichung (6) haben die beiden Systeme einzeln dieselbe Schwingungszahl, wie der Sender. Sie liefern uns in das Sekundärsystem dann am meisten Energie, wenn

$$\pi^2 K^2 < \mathfrak{d}_2 \mathfrak{d}_3$$

dagegen geben sie für $\pi^2 K^2 > \mathfrak{d}_2 \mathfrak{d}_3$ ein Minimum.

Setzen wir $N_2{}^2 = N_3{}^2 = N^2$ in den Nenner $\mathfrak{N}$ von Gleichung (5) ein und differenzieren nach $K$, so erhalten wir diejenige Koppelung, bei welcher $W_3$ seinen größten Wert annimmt, für den Fall, daß alle drei Systeme aufeinander abgestimmt sind.

Für diese günstigste Koppelung gilt:

$$\pi^2 K^2 = \mathfrak{d}_2 \mathfrak{d}_3$$

b) Gleichung (7) gilt für die untere Welle. Die Werte $N_2$ und $N_3$ der Schwingungszahlen, die wir daraus berechnen, führen zu einem Maximum der Energie, und werden reell wenn

$$\pi^2 K^2 \geqq \mathfrak{d}_2 \mathfrak{d}_3$$

ist.

Die Werte sind dabei für alle Koppelungen, die dieser Umgleichung genügen, reell.

c) Etwas anders verhält sich das Wertepaar der Gleichung (8), welches für die obere Welle gilt. Ein absolutes Maximum geben auch sie und haben für die reellen Werte dieselbe untere Grenze, es muß sein:

$$\pi^2 K^2 \geqq \mathfrak{d}_2 \mathfrak{d}_3$$

Aber die reellen Werte haben auch eine obere Grenze. Die Schwingungszahlen $N_2$ und $N_3$ werden nur reell, wenn

$$\alpha)\ \pi^2 K^2 \leqq \pi^2 \frac{\mathfrak{d}_3}{\mathfrak{d}_2} + \mathfrak{d}_2 \mathfrak{d}_3, \text{ wenn } \mathfrak{d}_2 > \mathfrak{d}_3 \text{ ist}$$

$$\beta)\ \pi^2 K^2 \leqq \pi^2 \frac{\mathfrak{d}_2}{\mathfrak{d}_3} + \mathfrak{d}_2 \mathfrak{d}_3, \text{ wenn } \mathfrak{d}_2 < \mathfrak{d}_3 \text{ ist.}$$

Für die Grenze selber wird für $\alpha$) die Schwingungszahl der Antenne $N_2 = 0$, für $\beta$) aber diejenige des Sekundärsystems $N_3 = 0$.

d) Wenn man die Koppelung noch enger macht, als die eben besprochenen Grenzen $\alpha$) und $\beta$) angeben, geben die Wertepaare der Gleichung (9) u. (10) für die obere Welle den günstigsten Effekt und zwar die Gleichungen (9), sobald

$$\mathfrak{d}_2 > \mathfrak{d}_3$$

und die Gleichungen (10) wenn

$$\mathfrak{d}_2 < \mathfrak{d}_3$$

wird.

Bei dieser engen Koppelung ist es somit am günstigsten, das ursprünglich stärker gedämpfte System bis zur Aperiodizität zu verstimmen, wenn man die obere Welle anwenden will.

Aus Gleichung (7) u. (8) folgt

$$\frac{N_2{}^2 - N^2}{N_3{}^2 - N^2} = \frac{\mathfrak{d}_2}{\mathfrak{d}_3}$$

Die Schwingungszahlen $N_2$ und $N_3$ werden daher nur dann einander gleich, d. h. der in sich abgestimmte Empfänger ist nur dann am günstigsten, wenn die Dekremente $\mathfrak{d}_2$ und $\mathfrak{d}_3$ gleich sind. Sonst aber muß man, um günstigste Wirkung zu bekommen, wie früher für gedämpfte Wellen angegeben wurde, einen in sich verstimmten Empfänger anwenden; die Größe der Verstimmung kann bei sehr enger Koppelung und Benutzung der oberen Welle bis zur Aperiodizität des ursprünglich stärker gedämpften Systems getrieben werden müssen.

Als Grenze für die Koppelung, von der ab ein in sich verstimmter Empfänger bei Verschiedenheit der Dekremente $\mathfrak{d}_2$ und $\mathfrak{d}_3$, besser ist als der abgestimmte, hatten wir gefunden

$$\pi^2 K^2 = \mathfrak{d}_2 \mathfrak{d}_3$$

Die Grenze, bei welcher für einen in sich abgestimmten Empfänger die Koppelungswellen auftreten, ist (wie aus Gleichung (4) zu berechnen):

$$\pi^2 K^2 = \frac{\mathfrak{d}_2{}^2 + \mathfrak{d}_3{}^2}{2}$$

Die oben angegebene Verstimmung der beiden Systeme muß daher schon einsetzen, bevor die eigentlichen Koppelungswellen auftreten. Nur für gleiche Dekremente $\mathfrak{d}_2$ und $\mathfrak{d}_3$ fallen beide Grenzen zusammen.

### Die Energie des Sekundärsystems.

§ 12. Um die Energie zu bekommen, welche dem Sekundärsystem im Maximalfalle bei einer bestimmten Koppelung zugeführt wird, wollen wir die Werte der Schwingungszahlen $N_2$ und $N_3$, die wir aus den Gleichungen (6—10) erhalten in Gleichung (5) einsetzen.

Für lose Koppelung, bei welcher alle drei Systeme noch dieselbe

Schwingungszahl besitzen, bekommen wir nach dem Vorhergehenden das Maximum der Energie für

$$\pi^2 K^2 = \mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2$$

Mit diesem Wert für die Koppelung erhalten wir aus Gleichung (5), da der Nenner $\mathfrak{N} = 16 K^2 \omega^6 \delta_2 \delta_3$ wird,

$$W_{3\,max} = \frac{J_{10}^2 \cdot R_3 \cdot \mathfrak{L}_2}{32 \omega^2 \cdot \delta_2 \cdot \delta_3 \cdot \mathfrak{L}_3} \tag{11}$$

Für enge Koppelung erhalten wir, durch Einsetzen der Werte 7 und 8 in Gleichung (5) für die obere und untere Welle denselben Wert wie für $\pi^2 K^2 = \mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2$. Erst wenn für die obere Welle bei so enger Koppelung gearbeitet wird, daß die Gleichungen (9) u. (10) die besten Werte liefern, sinkt die Energie wieder.

Wir wollen Gleichung (11) noch etwas umformen, indem wir benutzen:

$$\mathfrak{L}_2 = \frac{R_2}{2\delta_2}, \qquad \mathfrak{L}_3 = \frac{R_3}{2\delta_3} \quad \text{und} \quad J_{10}^2 = \frac{\omega^2 E_{10}^2}{\mathfrak{L}_2^2}$$

und wiederum zur Frequenz und dem Dekrement zurückkehren. Aus Gleichung (11) wird dann

$$W_{3\,max} = \frac{E_{10}^2 \cdot R_2}{32 \mathfrak{L}_2^2 N_2^2 \mathfrak{d}_2^2} \text{ oder } = \frac{E_{10}^2 \cdot}{16 \mathfrak{L}_2 N_2 \cdot \mathfrak{d}_2} \tag{12}$$

Die Energie im Sekundärsystem erreicht also bereits für die lose Koppelung $K^2 = \frac{\mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2}{\pi^2}$ ihren höchsten Wert bleibt fast für alle engeren Koppelungen bei beiden Wellen konstant auf derselben Höhe und fällt nur bei der oberen Welle für sehr enge Koppelung wieder ab.

Die Größe der erreichten Energie ist unabhängig vom Dekrement des Sekundärkreises. Sie ist umgekehrt proportional dem Dekrement der Empfangsantenne.

Für den ungekoppelten Empfänger, also für die Antenne allein ist bekanntlich

$$J_{2\,eff.}^2 = \frac{E_{10}^2}{8 \mathfrak{L}_2^2 N_2^2 \mathfrak{d}_2^2}$$

also die Energie

$$W_2 = \frac{E_{10}^2 \cdot R_2}{8 \mathfrak{L}_2^2 N_2^2 \mathfrak{d}_2^2}$$

Somit erhalten wir

$$\frac{W_{3\,max}}{W_2} = \frac{1}{4}$$

Die maximale Energie, die wir in das Sekundärsystem des gekoppelten Empfängers bekommen, ist der vierte Teil derjenigen, welche die Antenne ohne Sekundärsystem aufnehmen würde.

Die Resultate der Rechnung bestätigen somit durchaus, daß die früher öfter gemachte Extrapolation von ungedämpften Wellen auf gedämpfte vollständig berechtigt war.

Es sei am Schlusse auch noch bemerkt, daß bei der ganzen Rechnung Vernachlässigungen nicht gemacht zu werden brauchten.

## Zusammenfassung.

§ 13. Die Hauptresultate, welche wir in dieser Weise teils durch Besprechung der empirischen Kurven teils durch Rechnung gefunden haben, seien hier wiederholt.

1. Die Energie im Sekundärsystem des gekoppelten Empfängers erreicht schon bei loser Koppelung ein mehr oder weniger ausgesprochenes Maximum. Die Koppelung, bei welcher dasselbe für ungedämpfte Wellen erreicht wird, ist gegeben durch

$$(\pi K)^2 = \mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2$$

Für gedämpfte Wellen ist die Koppelung etwas enger.

2. Nach Überschreitung dieses Wertes der Koppelung bleibt die Energie im Sekundärsystem bei ungedämpften Wellen bis zu enger Koppelung fast immer konstant, fällt bei schwachgedämpften Senderwellen schwach, bei starkgedämpften Senderschwingungen aber um so mehr, je größer das Dekrement des Senders im Verhältnis zu demjenigen der Empfangsantenne ist. Im letzteren Falle findet aber bei enger Koppelung wieder ein starker Anstieg der Energie statt, die in manchen Fällen das Maximum bei loser Koppelung überschreitet.

3. Sehr große Senderdekremente, namentlich, wenn auch die Empfangsantenne stark gedämpft ist, ergaben im Empfänger viel geringere Energie, wenn das Sekundärsystem schwach, als wenn es stark gedämpft ist, bei kleiner Senderdämpfung sind die Unterschiede geringer und fallen bei ungedämpften Wellen ganz weg.

4. Den allergünstigsten Wert der Energie bei loser Koppelung und gedämpften Wellen erhält man, wenn man ungefähr macht

$$\mathfrak{d}_3 = \mathfrak{d}_1 \quad \text{wenn } \mathfrak{d}_1 > \mathfrak{d}_2$$
$$\mathfrak{d}_3 = \mathfrak{d}_1 = \mathfrak{d}_2 \quad \text{wenn } \mathfrak{d}_1 = \mathfrak{d}_2$$
$$\mathfrak{d}_3 = \mathfrak{d}_2 \quad \text{wenn } \mathfrak{d}_2 > \mathfrak{d}_1$$

Dementsprechend ist also für maximale Reichweite der Detektor mit dem Sekundärsystem zu koppeln.

5. Immer bleibt die Energie, welche das Sekundärsystem überhaupt aufnehmen kann, erheblich hinter derjenigen zurück, welche die Antenne ohne Sekundärsystem erhält. Am größten ist der Unterschied für schwachgedämpften Sender, am kleinsten für starkgedämpften.

Für die Brauchbarkeit des gekoppelten Empfängers hinsichtlich der Reichweite kann aus letzterer Tatsache allein noch kein Schluß gezogen werden. Es kommt ja für die Reichweite nur auf die Energie, welche dem Detektor zugeführt werden kann, an, ein Umstand, der das Bild wesentlich verändert. Die Anwendung der Resultate auf die drahtlose Telegraphie wird daher in einem eigenen Abschnitt später ausführlich behandelt werden.

## B. Art und Weise der Einstellung auf Maximaleffekt.

§ 14. Die Werte, welche wir für die Energie bei enger Koppelung erhalten haben, setzten voraus, daß die Einstellung der Kapazitäten der Kreise 2 und 3 so getroffen war, daß der Effekt im Sekundärkreis bei bestimmter Koppelung einerseits für die obere andererseits für die untere Welle nicht größer sein konnte. Für ungedämpfte Wellen wurde auch genau, für gedämpfte Wellen in großen Zügen die Art und Weise der Einstellung angegeben. Es soll nun in diesem Abschnitt näher als früher darauf eingegangen werden, wie man bei ungedämpften Wellen tatsächlich einzustellen hat. Zuerst sei wiederum die obere Welle behandelt.

### I. Obere Welle.

#### Einstellungsverfahren.

Es soll bei loser Koppelung, also bevor die beiden Wellen auftreten, bei Abstimmung auf den Sender die Kapazität der Antenne $c_2$ diejenige des Sekundärsystems $c_3$ sein. Es soll jetzt enge gekoppelt werden, etwa 50 $^0/_0$. Man muß nun $c_2$ und $c_3$ so ändern, daß der Stromeffekt wiederum einen Maximalwert zeigt. Man kann dies z. B. erreichen, indem man gleichzeitig die Kapazität der Antenne und des Sekundärsystems um denselben prozentuellen Betrag steigert.

Allmählich wird dann der Stromeffekt im dritten Kreis steigen und für das Wertepaar $c_2'$, $c_3'$ soll er seinen größten Wert haben.

Für dieses Wertepaar würden die Kreise 2 und 3, wenn sie

nicht miteinander gekoppelt wären, gleiche Wellenlänge besitzen. (Einstellung A.)

Das Wertepaar $c_2'$, $c_3'$ läßt sich natürlich aus dem Koppelungskoeffizienten leicht berechnen.

Von dieser Einstellung ausgehend wollen wir auf andere kommen. Man wähle für die Kapazität der Antenne einen Wert $c_2''$, der kleiner als $c_2'$ ist. Wenn wir dann den Stromeffekt im Kreis 3 beobachten unter Veränderung seiner Kapazität, dann werden wir für einen Wert $c_3''$ wiederum ein Maximum desselben feststellen. $c_3''$ ist aber dann größer als $c_3'$. (Einstellung B): Für Einstellung B gilt also:

$$\begin{aligned} c_2'' &< c_2' \\ c_3'' &> c_3' \quad \text{(Einstellung B).} \end{aligned}$$

In einem dritten Fall, wo $c_2'''$ größer als $c_2'$ und $c_3'''$ kleiner als $c_3'$ ist, kann ganz analog ein Maximum des Stromeffektes und damit der Energie im Sekundärsystem erhalten werden:

$$\begin{aligned} c_2''' &> c_2' \\ c_3''' &< c_2' \quad \text{(Einstellung C).} \end{aligned}$$

Es besteht die Frage, welche der drei Einstellungen den absolut größten Wert des Stromeffektes liefert und wie weit man die Verstimmung der Kreise 2 und 3 ev. treiben muß.

Die Beantwortung dieser Frage hängt nach dem Früheren davon ab, ob das Dekrement des Kondensatorkreises 3 gleich, größer oder kleiner als dasjenige der Antenne ist.

Nach dem bereits früher Mitgeteilten ist die Einstellung A dann die richtige, wenn $\mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_3$, die Einstellung B aber, wenn $\mathfrak{d}_2 < \mathfrak{d}_3$ und die Einstellung C endlich, wenn $\mathfrak{d}_2 > \mathfrak{d}_3$ ist.

## Beispiele.

§ 15. Für einige typischen Fälle zeigen die Fig. 9, 10 und 11 genaue Werte der Einstellungen $c_2$ und $c_3$.

Als Abszisse ist darin aufgetragen die Kapazität $c_2$ der Empfangsantenne in Skalenteilen des Drehkondensators.

Die Drehkondensatoren haben natürlich nur 180 Skalenteile. Die Preßgaskondensatoren, bzw. Moscicki-Kondensatoren, welche ev. parallel geschaltet werden mußten, sind dann in Skalenteile der variablen Drehkondensatoren umgerechnet worden.

Der Maßstab der Abszisse mußte dabei ev. einmal verkleinert werden.

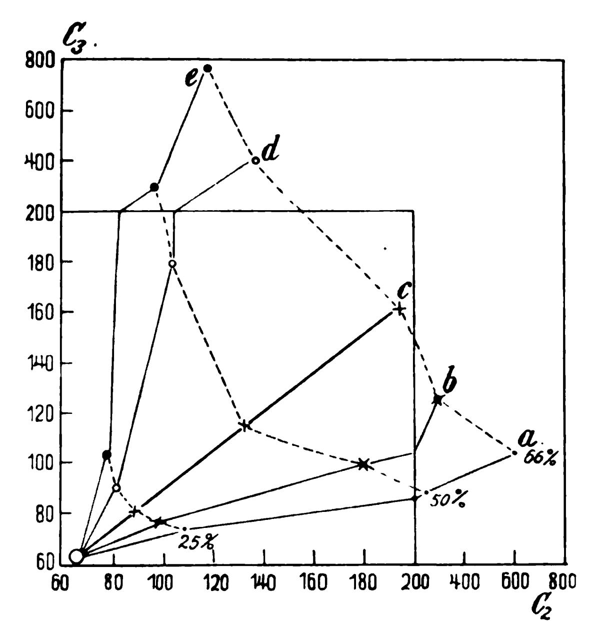



**Fig. 9. Einstellungkurven.**

$\mathfrak{d}_1 = 0,048$ $\mathfrak{d}_2 = 0,0475$

$\mathfrak{d}_3$ ‖ $a) = 0,012$ (C) $b) = 0,026$ (C) $c) = 0,0475$ (A) $d) = 0,105$ (B) $e) = 0,2$ (B)

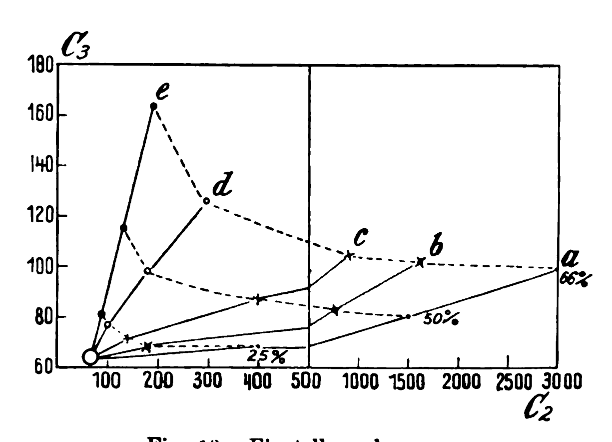



**Fig. 10. Einstellungskurven.**

$\mathfrak{d}_1 = 0,014$ $\mathfrak{d}_2 = 0,191$

$\mathfrak{d}_3$ ‖ $a) = 0,012$ (C) $b) = 0,026$ (C) $c) = 0,055$ (C) $d) = 0,105$ (C) $e) = 0,191$ (A)

Als Ordinate dient in ähnlicher Weise die Kapazität des Kondensatorkreises 3.

Für jede Figur ist das Dekrement der Empfangsantenne und des Senders konstant. Die ausgezogenen Kurven *a*, *b*, *c*, *d*. *e* verbinden die Punkte konstanter Dämpfung des Sekundärkreises bei verschiedener Koppelung, während die gestrichelten Kurven Punkte konstanter Koppelung, aber bei verschiedener Dämpfung des Sekundärkreises miteinander verbinden.

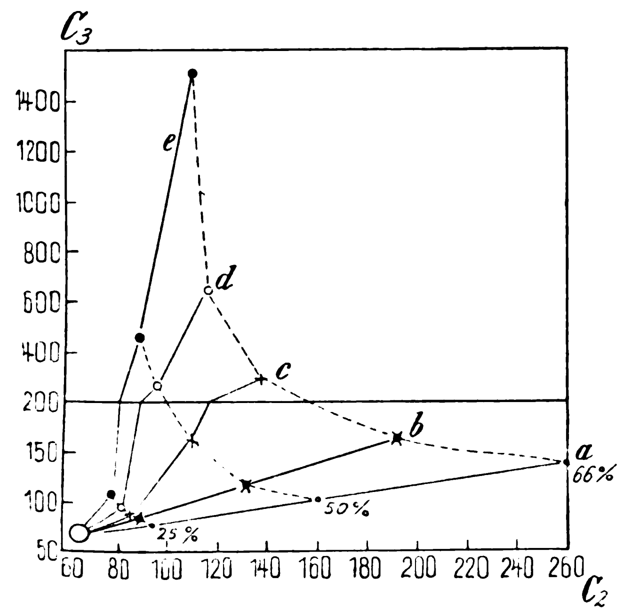



**Fig. 11. Einstellungskurven.**

$\mathfrak{d}_1 = 0{,}095$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}024$

$\mathfrak{d}_3$ || *a*) = 0,012 (C) *b*) = 0,024 (A) *c*) = 0,055 (B) *d*) = 0,105 (B) *e*) = 0,2 (B)

Die Figuren gelten für drei verschiedene Dekremente der Empfangsantenne.

a) mittleres Dekrement der Antenne $\mathfrak{d}_2 = 0{,}0475$. Fig. 9 $\mathfrak{d}_1$ ist $= 0{,}048$.

Für $\mathfrak{d}_3 = \mathfrak{d}_2$ bekommt man eine gerade Linie (dick ausgezogen), was eben aussagt, daß beide Kreise gleichzeitig um denselben prozentuellen Betrag verstimmt worden sind.

Für $k = 66\,\%$ erhalten wir:

wenn $\mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_3$ (Kurve $c$) $c_2 = 194$ $c_3 = 162$ (Einstellung A),
wenn $\mathfrak{d}_3 = 0{,}2$ (Kurve $e$) $c_2 = 118$ $c_2 = 770$ (Einstellung B),
wenn $\mathfrak{d}_3 = 0{,}012$ (Kurve $a$) $c_2 = 600$ $c_3 = 104$ (Einstellung C).

Dabei ist die Einstellung für lose Koppelung

$$c_2 = 66 \qquad c_3 = 63{,}5.$$

Die Verstimmungen beider Kreise können demnach recht groß werden.

b) Starkgedämpfte Empfangsantenne $\mathfrak{d}_2 = 0{,}191$. Fig. 10. $\mathfrak{d}_1$ ist hier $= 0{,}014$.

Da jetzt die Dekremente des Kreises 3 alle kleiner oder gleich dem der Antenne sind, kommen nur die Einstellungen A und C in Betracht. Die Kurven liegen daher alle auf der einen Seite der Geraden $e$, für welche $\mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_3$ ist.

Die gegenseitige Verstimmung beider Systeme kann hier so große Werte annehmen, daß die Eigenwellenlänge des einen Systems die des anderen Systems um das 5fache übertrifft.

Indessen ist gerade dieses Beispiel sehr wichtig, da es aus den früher angegebenen Gründen praktisch leicht vorkommen kann.

c) Schwach gedämpfte Antenne $\mathfrak{d}_2 = 0{,}024$. Fig. 11. $\mathfrak{d}_1 = 0{,}095$.

Es kommt hier natürlich Einstellung A und B hauptsächlich vor.

### Abhängigkeit vom Dekrement des Senders.

§ 16. Die Einstellung ist nicht vollständig unabhängig vom Senderdekrement. Zwar bleibt qualitativ das Verfahren der Einstellung dasselbe, aber es kann die Größe der gegenseitigen Verstimmung nach der einen oder anderen Seite ein wenig verändert werden müssen. Zum Beispiel müßte man Fig. 10a für 66 % Koppelung statt $c_2 = 3000$, $c_3 = 100$ ungefähr wählen: $c_2 = 1500$, $c_3 = 104$, wenn das Senderdekrement statt $\mathfrak{d}_1 = 0{,}014$ den viel höheren Wert $\mathfrak{d}_1 = 0{,}095$ hätte.

### Verhältnis der Energie bei den verschiedenen Einstellungsverfahren.

§ 17. Die Einstellungsverfahren $B$ und $C$, namentlich bei den sehr großen Verstimmungen sind sicher bisher noch nie angewandt worden. Da sie unter Umständen die Einstellung nicht einfach erscheinen lassen, sei hier auf den Gewinn eingegangen, den man bei ihrer Anwendung gegenüber dem im allgemeinen gebräuchlichen Verfahren $A$ bzw. kleineren Abweichungen von demselben erreichen kann.

Von der Größe des Gewinnes wird natürlich die Anwendung des Verfahrens erheblich abhängen. Um den Nutzen beurteilen zu können, ist den Energiekurven 2, 6, 7 und 8 die Abteilung IV beigefügt. Die Einstellung hierfür ist die Einstellung *A* für sämtliche Dekremente des Kondensationskreises 3. Kleine Abweichungen von derselben ist unwesentlich. Diese Einstellung ist die im allgemeinen gebräuchliche.

Der Vergleich der Kurven in Abteilung IV mit den entsprechenden in Abteilung II liefert uns die Vorteile unseres Verfahrens. Für $\mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_3$ sind die Werte natürlich identisch in beiden Abteilungen. Der Nutzen ist im allgemeinen um so größer, je größer der Unterschied zwischen $\mathfrak{d}_2$ und $\mathfrak{d}_3$ ist.

a) Mittleres Dekrement $\mathfrak{d}_2 = 0{,}0475$.

Nach Fig. 2 ist für die Kurven *a* und *e* die Energie nach der gewöhnlichen Einstellung in Abteilung IV nur etwas mehr als die Hälfte derjenigen, die wir in Abteilung II erhalten haben.

b) Kleines Dekrement $\mathfrak{d}_2 = 0{,}024$.

Wiederum ist die Energie nach der Kurve *e* der Fig. 7 in der Abteilunng IV nur etwa die Hälfte derjenigen in der Abteilung II.

c) Großes Dekrement $\mathfrak{d}_2 = 0{,}191$.

Wenn das Sendedekrement ebenfalls groß ist, wie in Fig. 8, wird die Energie bei kleiner Dämpfung des Sekundärsystems ohnehin auch in Abteilung II klein. Ohne unsere Einstellung würde sie aber, wie nach II und IV *a* und *b* zeigen, nochmals auf die Hälfte fallen.

Wenn das Senderdekrement dagegen klein ist. wie in Fig. 6, dann kann die Energie auch für kleine Dekremente des Sekundärsystems nach Abteilung II, also bei unserer Einstellung große Werte annehmen und für ungedämpfte Wellen nach dem Früheren sogar ebenso große, wir bei starker Dämpfung des Sekundärsystems.

Wegen der dann, auch bei enger Koppelung erreichbaren großen Resonanzschärfe (siehe später), dürfte dieser Fall in der Praxis häufig zur Anwendung kommen.

Gerade hierfür wirkt aber unsere Einstellung *B* bzw. *C* besonders vorteilhaft. In Abteilung IV erreichen die Werte für die Energie bei Kurve *b* nur die Hälfte derjenigen in Abteilung II und bei Kurve *a* nur den dritten Teil, bei ungedämpften Wellen kann sie leicht nur den vierten bis fünften Teil ausmachen. Das scheinbar komplizierte Verfahren der Einstellung auf Maximaleffekt, wie es oben näher beschrieben wurde, ist hiernach durch die erreichten Vorteile vollständig gerecht-

fertigt. Die Einstellung ist außerdem, namentlich für den Fall ungedämpfter Schwingungen nur scheinbar kompliziert, wie das Folgende ergeben wird.

### Erforderliche Genauigkeit der richtigen Einstellung.

§ 18. Es soll hier erörtert werden, ob der Effekt im Sekundärkreis schnell oder langsam fällt, wenn man nicht gerade genau dasjenige Wertepaar für eine gegebene Koppelung nimmt, das etwa in den Figg. 9, 10 u. 11 angegeben ist.

Notwendig dabei ist natürlich, daß auch das neue Wertepaar $c_2$, $c_3$, das von dem richtigen etwas verschieden ist, die Wellenlänge des Senders im Empfängersystem liefert. Über den Effekt des neuen Wertepaares läßt sich sagen, daß er bereits ebenso groß ist, wie der für das günstigste Wertepaar, sofern die Unterschiede nicht allzu groß sind. Namentlich, wenn die eine der Kapazitäten extrem groß ist, verkleinert sich die Energie, wenn man statt dieser großen Kapazität nur die Hälfte nimmt und natürlich auch die andere entsprechend ändert, nur um Prozente.

Beispiel: Für $\mathfrak{d}_2 = 0{,}191$, $\mathfrak{d}_3 = 0{,}012$ sind nach Fig. 10 für 50% Koppelung die beiden richtigen Werte

$$c_2 = 1500, \quad c_3 = 80.$$

Wenn man statt $c_2 = 1500$ die Werte $c_2 = 3000$ oder $c_2 = 750$ nimmt und entsprechend $c_3$ einstellt, bekommt man für die Energie Werte, die nur etwa 10% kleiner sind, als für das richtige Wertepaar.

Dies führt zu einer sehr bequemen Einstellung. Es soll einmal für $c_2$ der Wert 1500 gegeben sein. Wenn man nun von der ursprünglichen Wellenlänge $\lambda$ des Senders ausgehend dieselbe in einem großen Bereich (etwa einer Oktave) variiert, kann man den Empfänger nur durch Veränderung der Kapazität $c_3$, also eines einzigen Drehkondensators auf Resonanz einstellen und ist dabei doch sicher, daß man immer nahezu auf günstigsten Effekt abgestimmt hat.

Vielleicht läßt sich dieser Umstand bei einer Antenne mit sehr großer Wellenlänge in der Weise verwenden, daß man mit derselben auch sehr viel kürzere Wellen aufnehmen kann, ohne die Antenne künstlich durch Einschalten von Kondensatoren zu verkürzen. (Für Antennen mit kleiner Eigenwellenlänge könnte man in ähnlicher Weise sehr viel größere Wellenlängen, ohne künstliche Verlängerung durch Einschalten von Spulen, aufnehmen, wenn man die untere Wellenlänge

des Systems verwendet.) Namentlich ist bei ungedämpften Wellen die Einstellung außerordentlich bequem, wenn man so enge koppelt, daß der früher besprochene Grenzfall der Aperiodizität eintritt.

**Gleiche Wellenlänge aller drei Systeme bei enger Koppelung.**

§ 19. Da man namentlich früher auch für mittlere und enge Koppelung die Eigenwellenlänge der drei Systeme gleich wählte, sind auch hierüber einige Beobachtungen gemacht worden. Wenn die Dekremente groß sind, kann man hinsichtlich der Energieübertragung wenigstens für nicht allzu große Koppelung diese Methode allenfalls noch anwenden. Für starke Koppelung und besonders bei kleinen Dekrementen liefert sie aber so geringe Effekte, daß ihre Anwendung nicht in Frage kommen kann. Nur bei speziellen Absichten kann ihre Benutzung, wie sich später bei Untersuchung der Resonanzschärfe zeigen wird, bei mittlerer Koppelung geboten sein.

## II. Die untere Welle.

§ 20. Die Einstellung für die untere Welle geschieht in ganz analoger Weise, wie für die obere Welle. Der Unterschied besteht in erster Linie darin, daß sich die Bedingungen für Einstellung $B$ und $C$ hinsichtlich der Kapazitätsänderungen umkehren. $c_2'$, $c_3'$ soll wieder das Wertepaar der Einstellung $A$ sein, dann erhalten wir:

$$c_2', \quad c_3' \quad \text{Einstellung } A \text{ gültig für } \mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_3$$

$$\left.\begin{matrix} c_2'' < c_2' \\ c_3'' > c_3' \end{matrix}\right\} \text{Einstellung } B \text{ gültig für } \mathfrak{d}_2 > \mathfrak{d}_3$$

$$\left.\begin{matrix} c_2''' > c_2' \\ c_3''' < c_3' \end{matrix}\right\} \text{Einstellung } C \text{ gültig für } \mathfrak{d}_2 < \mathfrak{d}_3.$$

Die notwendigen Verstimmungen sind ebenfalls recht bedeutend, wenn auch prozentual nicht so groß, wie für die obere Welle. Der erreichte Nutzen gegenüber der Einstellung $A$ ist relativ derselbe.

Vorteilhaft ist die untere Welle ev. (wenn ihre Anwendung wegen der Reichweite natürlich nach dem Früheren in Frage kommt), weil man erstens mit sehr kleinen Kapazitäten auskommt, und zweitens, wie sich im folgenden Kapitel ergeben wird, wegen seiner größeren Resonanzschärfe.

## C. Die Resonanzschärfe beim gekoppelten Empfänger.

### Die Methode.

§ 21. Die Störungsfreiheit in der drahtlosen Telegraphie hinsichtlich fremder Telegramme mit benachbarter Wellenlänge hängt

davon ab, um wieviel der Strom im Empfänger fällt, wenn die Wellenlänge des Senders etwas geändert wird. Das Nächstliegende bei der Untersuchung der Resonanzschärfe wäre daher, den Abfall des Stromeffektes im Empfänger bei Verstimmung des Senders zu untersuchen. Es müßte dann aber dafür gesorgt werden, daß die Anfangsamplitude im Sender konstant bliebe. Für nicht allzu große Verstimmung läßt sich dies durch Stoßerregung unter Umständen erreichen, wie ich in einer früheren Arbeit gefunden habe.[1]) Aber Kontrollversuche müßten ständig gemacht werden und namentlich würde es für große Verstimmungen doch Schwierigkeiten machen. Statt den Sender zu verstimmen, habe ich bei nachfolgenden Untersuchungen daher den Empfänger geändert.

Nun ist es bei zwei Systemen, also etwa für Sender- und Empfangsantenne allein, theoretisch fast gleichgültig, welches der beiden Systeme man variiert. Man kann annehmen, daß dies auch für den gekoppelten Empfänger annähernd gültig ist, wenn man denselben nur in richtiger Weise verstimmt (die Fehler, die man bekommen kann, sind höchstens von der Größenordnung der Verstimmung). Es ist dann notwendig, daß man die beiden Systeme des gekoppelten Empfängers gleichzeitig um dieselbe prozentuelle Größe, nach derselben Seite verstimmt. Abfall des Stromeffektes bei Verstimmung nur eines Systemes im Sender sagt im allgemeinen über die Resonanzschärfe gar nichts aus. Nur in dem speziellen Fall, daß eines der beiden Systeme gegenüber dem anderen sehr stark gedämpft ist, kann man bei loser Koppelung durch Verstimmung des schwächer gedämpften Systemes allein die Resonanzkurve richtig bekommen, wenn das Senderdekrement ebenfalls nicht allzu groß ist.

Die Aufnahme der Resonanzkurven beim gekoppelten Empfänger ist demnach in folgender Weise erfolgt.

Es wurde zuerst nach der früher angegebenen Methode auf Maximaleffekt eingestellt. Von dieser Stellung der Kapazitäten ausgehend wurde dann der eine Kondensator um einen bestimmten prozentuellen Betrag verändert und hierauf der andere um die gleiche prozentuelle Größe nach derselben Richtung. Die Veränderung der Gesamtwellenlänge des gekoppelten Systems ist offenbar ebenso groß, wie diejenige der einzelnen Systeme.

---

1) Hans Riegger, Jahrb. 5, 55, 1912, Fig. 18.

## Einteilung.

§ 22. Nach dem Charakter der Resonanzkurven kann man hinsichtlich der Koppelung drei Gebiete unterscheiden.

1. Das Gebiet von der Koppelung 0 bis zu derjenigen Koppelung, bei welcher der Effekt im Sekundärkreis sein Maximum hat.

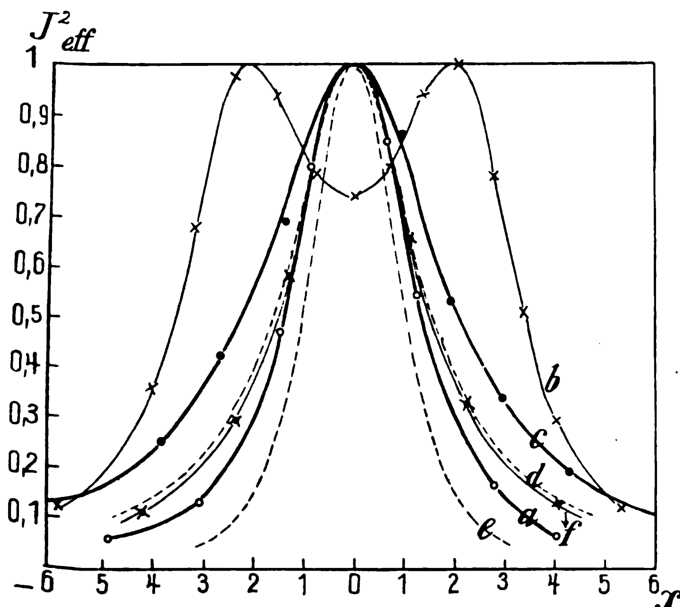



Fig. 12. Resonanzkurven. ⟶ Verstimmung in %

Zu Energiekurve Fig. 2c. $\mathfrak{d}_1 = 0{,}048$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}0475$ $\mathfrak{d}_3 = 0{,}055$ (A)

*a*) $k = 2\,\%$ *b*) $k = 5\,\%$ *c*) $k = 50\,\%$

*d*) $\mathfrak{d}_1$ — 0,048, $\mathfrak{d}_2 = 0{,}0475$ nur 2 Kreise); $e = d \cdot d$; $f$ = untere Welle

2. Das Gebiet, welches zwischen der Koppelung bei Maximaleffekt und derjenigen liegt, bei welcher die beiden Wellen zwei vollständig getrennte Resonanzkurven liefern.

3. Das Gebiet enger Koppelung.

Einige der aufgenommenen Resonanzkurven finden sich in den Figg. 12, 13 u. 14. Außer den Resonanzkurven des gekoppelten Empfängers sind zu Vergleichszwecken auch noch andere gezeichnet in ähnlicher Weise, wie in der früheren Arbeit. (Die Dekremente zu den einzelnen Kurven sind bei den Figuren angegeben.)

**Lose Koppelung.**

§ 23. Lose Koppelung war vorhanden bei den Kurven *a* der drei Figuren, und zwar war die Koppelung ein klein wenig loser, als sie beim Maximaleffekt für die betreffenden Dekremente sein müßte.

Wir wollen dieselben einzeln mit den Resonanzkurven vergleichen, welche man nach meiner Rechnung[1]) für extremlose Koppelung bekommen würde.

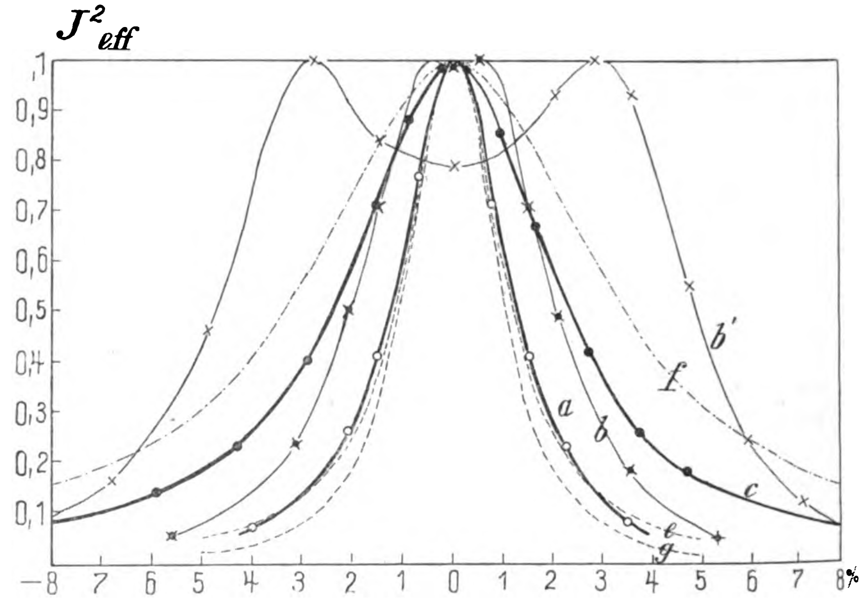



Fig. 13. Resonanzkurven. ⟶ Verstimmung
Zu Energiekurve Fig. 6c. $\mathfrak{d}_1 = 0{,}014$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}191$ $\mathfrak{d}_3 = 0{,}055$ (C)
*a*) $k = 3\,\%$ *b*) $k = 4\,\%$ *b'*) $k = 8\,\%$ *c*) $k = 50\,\%$
*e*) $\mathfrak{d}_1 = 0{,}014$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}055$ *f*) $\mathfrak{d}_1 = 0{,}014$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}191$ (nur 2 Kreise
$g = c \cdot f$

Die drei Dekremente in der Fig. 12 sind einander nahezu gleich. Demnach muß nach jener Rechnung für extremlose Koppelung die Resonanzkurve liegen zwischen der Kurve *d*, der Resonanzkurve ohne Sekundärsystem, und der Kurve *e*, der unteren Grenzkurve, welche durch Quadrierung der Ordinaten von *d* erhalten wurde.

Beinahe dieselbe Lage hat aber unsere Kurve *a*. Sie ist nur um eine Kleinigkeit breiter. Ohne nennenswerten Verlust an Resonanz-

1) Hans Riegger, l. c.

schärfe konnte demnach hier die Koppelung beinahe so eng gemacht werden, daß der Effekt im Kreis 3 ein Maximum war.

In Fig. 13 müßte die Resonanzkurve für den Extremfall zwischen den Grenzkurven $e$ und $g$ liegen. Die tatsächliche Breite von $a$ ist auch hier nicht wesentlich größer.

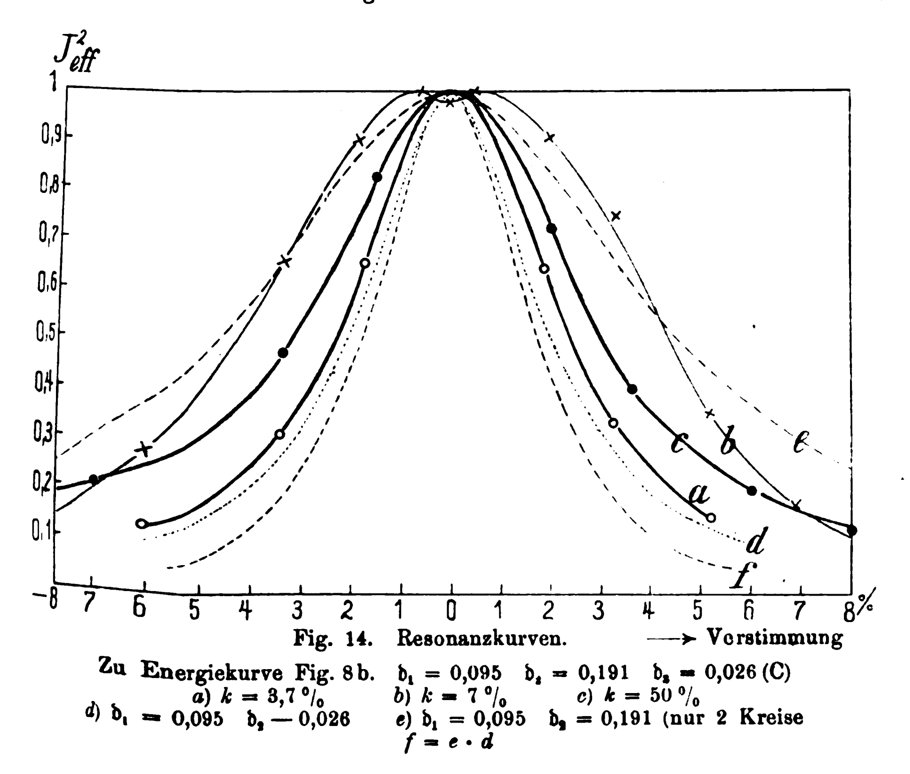



Fig. 14. Resonanzkurven. ⟶ Verstimmung

Zu Energiekurve Fig. 8b. $\mathfrak{d}_1 = 0{,}095$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}191$ $\mathfrak{d}_3 = 0{,}026$ (C)

*a)* $k = 3{,}7\,\%$ *b)* $k = 7\,\%$ *c)* $k = 50\,\%$

*d)* $\mathfrak{d}_1 = 0{,}095$ $\mathfrak{d}_2 — 0{,}026$ *e)* $\mathfrak{d}_1 = 0{,}095$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}191$ (nur 2 Kreise

$f = e \cdot d$

Etwas ungünstiger wird die Sache, wenn zwei der Dekremente groß werden, wie in Fig. 14. Die Resonanzkurve für sehr lose Koppelung würde zwischen den Grenzkurven $d$ und $f$ liegen, sie ist für $k = 3{,}7\,\%$ aber um etwa $20\,\%$ breiter.

Wenn die Dekremente also sehr groß sind, ist die Steigerung der Resonanzbreite beim Übergang von extremloser Koppelung bis nahe zu der Koppelung für Maximaleffekt etwas größer, als die Steigerung bei kleinen Dekrementen beträgt, aber die Resonanzschärfe bleibt immerhin noch von derselben Größenordnung wie bei sehr loser Koppelung.

Wenn man etwas enger koppelt, als es etwa in der Fig. 13*a* vorausgesetzt ist (die Koppelung derselben ist übrigens so gewählt, daß der Stromeffekt gegenüber seinem höchsten Wert noch nicht um 5% gefallen ist), nimmt die Breite der Resonanzkurve sehr rasch zu und schon für das Maximum selber ist sie merklich größer geworden. Wie schnell die Zunahme erfolgen kann, lehrt die Kurve *b* im Verhältnis zu *a* in Fig. 13. Die Koppelung ist dabei nur um 1% gesteigert worden. die Resonanzbreite hat sich aber verdoppelt.

### Resonanzschärfe bei maximaler Reichweite.

§ 24. Von besonderem Interesse ist die Resonanzschärfe bzw. Resonanzbreite für maximale Reichweite, also für $\mathfrak{d}_1 = \mathfrak{d}_3$ bzw. $\mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_3$ und günstigste Koppelung (vgl. § 13, Nr. 4).

Hierfür ist daher eine Tabelle für eine große Anzahl von Dekrementen bestimmt worden (Tabelle 1).

Tabelle 1.
Resonanzbreite bei größter Reichweite.

| | $\mathfrak{d}_1 = 0{,}014$ | | | $\mathfrak{d}_1 = 0{,}048$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | 1 | 2 | 3 | 1 | 2 | 3 |
| $\mathfrak{d}_2$ | Gekopp. Empfäng. | Antenne allein | Einfacher Empfänger mit Detektor | Gekopp. Empfäng. | Antenne allein | Einfacher Empfänger mit Detektor |
| 0,024 | 0,65 | 0,60 | 1,08 | 1,4 | 1,15 | 1,8 |
| 0,0475 | 1,1 | 0,98 | 1,85 | 2 | 1,5 | 2,6 |
| 0,095 | 2,0 | 1,7 | 3,4 | 2,7 | 2,3 | 4,2 |
| 0,191 | 4,1 | 3,3 | 6,2 | 4,8 | 3,8 | 7,2 |
| | $\mathfrak{d}_1 = 0{,}095$ | | | $\mathfrak{d}_1 = 0{,}2$ | | |
| | 1 | 2 | 3 | 1 | 2 | 3 |
| 0,024 | 2,5 | 1,9 | 2,8 | 4,6 | 3,6 | 4,7 |
| 0,0475 | 3.1 | 2,3 | 3,6 | 5,5 | 3,95 | 5,7 |
| 0,095 | 3,8 | 3,0 | 5,2 | 7 | 4,7 | 7,4 |
| 0,191 | 5,6 | 4,6 | 8,3 | 9 | 6,2 | 10,4 |

Die Tabelle gibt an, bei wieviel Prozent Verstimmung der Stromeffekt auf die Hälfte fällt, und zwar in 1 für den gekoppelten Empfänger, in 2 für die Antenne ohne Sekundärkreis und ohne Detektor und in 3 für die Antenne mit Detektor bei maximaler Reichweite. Die Werte von 3 werden erst später besprochen werden.

Die Resonanzbreite für den gekoppelten Empfänger bei maximaler Reichweite ist demnach immer etwas größer als

die Resonanzbreite, welche man bekommt, wenn man das Sekundärsystem einfach wegläßt. Die Unterschiede sind um so merklicher, je stärker gedämpft die Systeme sind.

An dieser Stelle der Koppelung für maximale Reichweite ändert sich, wie wir bereits im Vorhergehenden festgestellt haben, die Resonanzschärfe sehr schnell. Wir brauchen daher nur um eine Kleinigkeit loser zu koppeln, und wir erhalten für den gekoppelten Empfänger mindestens eine ebenso gute Resonanzschärfe, wie für die einfache Antenne ohne Detektor. Dabei braucht der Stromeffekt bei kleineren und mittleren Dekrementen noch nicht um 5 %, bei sehr großen noch nicht um 10 % gegenüber seinem Maximalwert zu fallen.

Daraus ergibt sich für die Wahl der richtigen Koppelung folgendes:

Wenn man neben großer Energie beim gekoppelten Empfänger auch große Resonanzschärfe haben will, dann koppelt man nicht so lange enger, bis man maximalen Stromeffekt im Sekundärsystem hat, sondern man wählt eine etwas kleinere Koppelung, bei welcher der Stromeffekt etwa 5 bis 10 % kleiner ist.

**Mittlere Koppelung.**

§ 25. Wenn man von der günstigsten Koppelung ausgehend zu engerer Koppelung fortschreitet, dann nimmt die Resonanzschärfe, wie bereits an dem Beispiel der Fig. 13, Kurve *b* demonstriert wurde, sehr rasch ab. Bei noch engerer Koppelung erhält man bekanntlich Resonanzkurven mit zwei Maxima, wie Beispiele in allen drei Figuren zeigen (die Kurven *b*). Die Gesamtbreite der Resonanzkurve kann diejenige des ungekoppelten Empfängers bei weitem überschreiten. Wenn man jetzt auf eine der beiden Wellen einstellt, ist von einer Störungsfreiheit hinsichtlich benachbarter Wellen nach der einen Seite keine Rede mehr. Es ist dies das Analogon zum gekoppelten Sender bei mittlerer Koppelung, für welchen bekanntlich die Abstimmfähigkeit des Empfängers schlechter sein kann, als selbst für den einfachen Marconisender.

Den Bereich mittlerer Koppelung muß man daher im allgemeinen vollständig vom Empfang ausschließen. Die Größe dieses Bereiches hängt natürlich von den Dekrementen ab.

Recht vorteilhaft würde dieser Bereich für den Empfang dann sein, wenn man mit Absicht eine möglichst große Wellenskala mit dem Empfänger beherrschen will, etwa beim Abfangen von Telegrammen mit unbekannter Wellenlänge. Große Dämpfung der Antenne zur Erreichung desselben Zweckes wird weniger Energie ergeben.

Die Entfernung beider Koppelungsmaxima, wenigstens unterhalb 10%, ist außerordentlich von der Dämpfung abhängig, so daß eine Berechnung der Koppelung aus diesem Abstand ausgeschlossen werden muß.

**Enge Koppelung.**

§ 26. Wenn bei enger Koppelung die beiden Wellen weit voneinander entfernt und dementsprechend ihre Resonanzkurven vollständig getrennt sind, nimmt die Form derselben wieder diejenige für zwei Systeme an, und zwar bei allen drei Einstellungsverfahren (vgl. die Kurven *c* der Fig. 12, 13 und 14).

Sie ist jetzt allerdings breiter, als bei loser Koppelung, aber bei starkgedämpfter Empfangsantenne nicht so breit, wie diejenige der Antenne allein.

Bei Einstellungsverfahren *A* läßt sich ihre Breite aus der Größe der Dekremente von der Koppelung und der theoretisch bekannten Änderung derselben durch die Koppelung leicht berechnen. Dabei ist zu beachten, daß man für die Berechnung die Dekremente nimmt, welche die beiden Systeme für die Kapazität und Selbstinduktion haben, bei welcher sie gekoppelt und nicht die, bei welcher sie einzeln auf den Sender abgestimmt sind. Daher ist z. B. die Kurve c der Fig. 12 breiter als die Kurve *d*. Die Ursache der Verbreiterung hängt somit davon ab, daß die Einstellung nur durch Kapazitätsänderung erfolgte, und die Resonanzkurve *c* Fig. 12 für die obere Welle gilt.

Aus diesem Grunde ist die Resonanzkurve für die untere Welle eine nicht unbedeutend bessere, als die der oberen, wie die Kurve *f* der Fig. 12 zeigt.

Die Berechnung der Resonanzkurve bei Einstellungsverfahren *B* oder *C* (Kurven *c* der Fig. 13 und 14) aus den Dekrementen der ungekoppelten Systeme ist mit Schwierigkeiten verbunden. Auf Grund einer Reihe von Aufnahmen kann indes angegeben werden, daß die Resonanzkurve bei Einstellung *B* und *C* immer etwas schärfer ist, als wenn man bei den gleichen Dekrementen das bisher gebräuchliche Einstellungsverfahren *A* anwendet. Es scheint eben, daß bei den Einstellungen *B* oder *C* das schwächergedämpfte System eine bevorzugtere Rolle spielt.

Bei ungedämpften Wellen können wir die Resonanzkurve wenigstens für die obere Welle für den früher erwähnten Grenzfall

$$\alpha)\quad \pi^2 K^2 = \pi^2 \frac{d_3}{d_2} + d_2 d_3 \quad \text{wenn } d_2 > d_3$$

$$\text{bzw. } \beta)\quad \pi^2 K^2 = \pi^2 \frac{d_2}{d_3} + d_2 d_3 \quad \text{wenn } d_2 < d_3$$

in einfacher Weise angeben. Es wird nämlich für den Grenzfall $\alpha$) wo also:

$$d_2 > d_3 , \quad N_2^2 = 0 , \quad N_3^2 = N^2 \left(1 - \frac{d_3}{d_2}\right)$$

ist, wenn $x$ die prozentuelle Verstimmung bedeutet:

$$\alpha) \quad J^2_{\text{eff}} = C^2 \frac{1}{\left(1 - \frac{d_3}{d_2}\right)^2 (1 + x) 4 \pi^2 x^2 + 4 d_3^2}$$

Wenn also $d_3 \ll d_2$ ist, wird die Resonanzkurve nahezu dieselbe, wie wenn die ungedämpfte Welle direkt auf einen Kondensatorkreis wirken würde, dessen Dekrement $= 2 d_3$ ist.

($d_3$ oder $d_2$ gelten natürlich dabei wiederum wie früher für Abstimmung jeder der beiden Systeme auf den Sender.)

Da nach dem früheren die Energie im Sekundärsystem unabhängig ist vom Dekrement, kann man auf diese Weise also sehr große Energie und große Resonanzschärfe erhalten.

Wenn

$$\beta) \quad d_3 > d_2 , \quad \text{also } N_3^2 = 0 , \quad N_2^2 = N^2 \left(1 - \frac{d_2}{d_3}\right)$$

ist, erhalten wir für den Stromeffekt:

$$J^2_{\text{eff}} = C^2 \frac{1}{\left(1 - \frac{d_2}{d_3}\right)^2 (1 + x) 4 \pi^2 x^2 + 4 d_2^2}$$

Wenn nunmehr $d_2 \ll d_3$ ist, wird die Resonanzkurve nahezu dieselbe, wie für Sender und Antenne allein, wenn deren Dekrement $= 2 d_2$ wäre, d. h. wir haben hier dasselbe, wie wenn wir die Antenne allein bei günstigstem Detektordekrement verwenden.

Soll die Störungsfreiheit nicht nur für Wellenlängen gelten, welche immer noch in gewisser Nähe der Senderwelle sich befinden, sondern für alle überhaupt möglichen Wellen, dann wird die Sache für den enggekoppelten Empfänger, wenigstens bei Einstellungsverfahren $A$ schlecht. Das ganze Gebiet der zweiten Welle bildet dann auch einen Störungsbereich.

Wenn man indes, bei entsprechenden Dekrementen natürlich, die Einstellung $B$ oder $C$ macht, dann fällt die Störung im Bereich der zweiten Welle um so mehr weg, je weiter die beiden Systeme gegeneinander verstimmt sind.

Bei sehr starker Verstimmung kann der Störungsbereich der zweiten Welle vollständig vernachlässigt werden.

Auch bei Erregung der Antenne mit der zweiten Welle wird im Sekundärsystem des Empfängers die Energie sehr gering.

Damit liefern die Einstellungsverfahren $B$ oder $C$, welche wir bei bestimmten Dekrementen gewählt haben, um die Energie im Sekundärsystem möglichst groß zu machen, auch hinsichtlich der Störungsfreiheit nicht zu unterschätzende Vorteile.

## D. Anwendung der Ergebnisse auf die drahtlose Telegraphie.

### Allgemeines.

§ 27. Die Resultate, die wir in den bisherigen Kapiteln über Energie und Resonanzschärfe im Sekundärsystem erhalten haben und die in den früheren Kurven teilweise dargestellt sind, sollen nunmehr auf die Verhältnisse in der drahtlosen Telegraphie angewandt werden. Dieselben befähigen uns nämlich, die Leistungsfähigkeit beider Empfangssysteme genau miteinander zu vergleichen.

Die Eigenschaften strahlender Oszillatoren und die Frage nach der dem Detektor zugeführten Energie verhindern eine unmittelbare Übertragung des bisherigen auf die Praxis.

Das Dekrement einer Antenne kann variiert werden, indem man das Strahlungsdekrement oder das Verlustdekrement ändert. Je nach dem Verhältnis beider kann bei gleichem Gesamtdekrement die Wirkung im Empfänger eine ganz verschiedene sein. Die früheren Energiekurven lassen sich daher für verschiedene Dekremente nur dann hinsichtlich ihrer Ordinaten miteinander vergleichen, gelten für die Praxis also nur dann, wenn für alle konstantes Strahlungsdekrement im Sender und Empfänger vorausgesetzt wird. Die Bedingung konstanten Strahlungsdekrementes ist dann ungefähr dasselbe, wie die frühere Voraussetzung konstanter Koppelung zwischen Kreis 1 und 2.

Vergleiche zwischen den beiden Empfängertypen hinsichtlich ihrer Reichweite haben nur dann einen Sinn, wenn man die besten Werte, die jedes System zu liefern vermag, miteinander in Beziehung bringt.

Ein gewisser Bereich mittlerer Koppelung muß für den normalen Betrieb nach dem früheren ausgeschlossen werden. Es sei daher auch im folgenden nur lose und enge Koppelung berücksichtigt.

### Lose Koppelung.

#### Die Reichweite.

§ 28. Es sei diejenige lose Koppelung gewählt, bei welcher die Energie im Sekundärsystem ihren größtmöglichen Wert erreicht. Das Dekrement des letzteren sei also nach § 13, Nr. 4 vorausgesetzt.

Für eine sehr große Anzahl verschiedener Dekremente ist nun der Wert der Energie, die man unter diesen Verhältnissen in das Sekundärsystem bekommt, mit der Energie der Antenne ohne Sekundärkreis verglichen worden. (Die Werte sind teils früher mitgeteilten Kurven, teils anderen entnommen.)

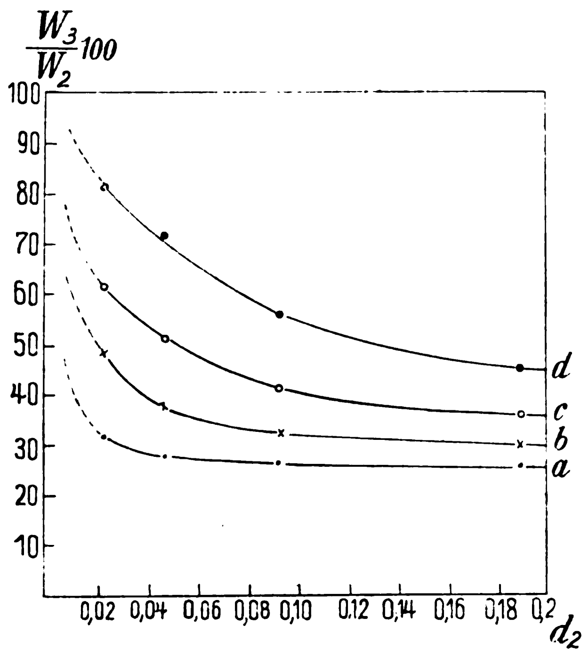



Fig. 15. **Energie des Sekundärkreises im Verhältnis zur Energie in der Antenne ohne denselben.**

*a*) $\mathfrak{d}_1 = 0{,}014$ *b*) $\mathfrak{d}_1 = 0{,}048$ *c*) $\mathfrak{d}_1 = 0{,}095$ *d*) $\mathfrak{d}_1 = 0{,}20$

Die Beziehungen sind dargestellt in der Fig. 15. Die Ordinaten geben an, wieviel Prozente der Antennenenergie ohne Kreis 3 durch Koppelung in denselben übergehen. Abszisse ist das Dekrement der Antenne.

Da es hier nur auf Verhältnisse ankommt, ist es gleichgültig, wie dabei für einen gewissen Wert von $d_2$ die Dämpfung sich auf Strahlung und Verluste verteilt.

Die verschiedenen Kurven gelten für verschiedene Senderdekremente.

Die Gesamtenergie im Sekundärsystem bleibt also immer unter derjenigen der Antenne allein, und zwar um so mehr, je kleiner das

Dekrement des Senders ist. Für ungedämpfte Wellen müßte sie durch Extrapolation etwa $= 1/4$ derjenigen der Antenne gesetzt werden. Nach der früheren Rechnung ist dies auch der genaue Wert für das Energieverhältnis beider Systeme bei ungedämpften Wellen.

Das Verhältnis wird für den gekoppelten Empfänger um so günstiger, je kleiner die Dämpfung der Empfangsantenne und um so stärker der Sender gedämpft ist.

## Berücksichtigung der Detektorenenergie.

§ 29. Auch in Fig. 15 sind die Detektorenenergien noch nicht miteinander verglichen. Über die Leistungsfähigkeit der beiden Empfängersysteme sagen sie also noch nichts aus. Es ist jedoch leicht, von ihnen aus auf Kurven zu kommen, die nur die Detektorenergien miteinander in Beziehung bringen.

Das Verlustdekrement $\mathfrak{d}_{v3}$ kann immer so klein gemacht werden, daß fast die gesamte Energie des Sekundärsystems dem Detektor zugute kommt. Wenn z. B. das Gesamtdekrement $\mathfrak{d}_3 = 0{,}025$ angenommen wird, dann erhält man bei einem Verlustdekrement von $\mathfrak{d}_{v3} = 0{,}005$ immer noch 80 % der Gesamtenergie für den Detektor, obwohl $\mathfrak{d}_3 = 0{,}025$ bereits recht klein ist. Kondensatorkreise mit einem Verlustdekrement von $\mathfrak{d}_{v3} = 0{,}005$ sind aber unschwer zu bauen. So groß ungefähr war der Verlust in meinen Kondensatorkreisen 2 und 3.

Da demnach die Energie im Sekundärsystem fast vollständig dem Detektor zugeführt werden kann, sei zum Vergleich mit der Detektorenergie der Antenne ohne Sekundärsystem, um eine willkürliche Annahme über das Verlustdekrement im Kondensatorkreis zu vermeiden, die Gesamtenergie des Sekundärsystems beibehalten. Die Abweichung von den tatsächlichen Verhältnissen wird sich dann an einigen Beispielen ergeben.

Für die Detektorenergie des einfachen Empfängers liegen die Verhältnisse wesentlich anders. Zunächst ist die Detektorenergie überhaupt noch Null. Denn die Energie der Antenne, welche in Fig. 15 mit der Sekundärenergie verglichen wurde, ist für die Antenne gültig, wenn man das Sekundärsystem einfach wegläßt, der Detektor mit der Antenne also noch gar nicht gekoppelt ist. Wenn man nun mit der Antenne den Detektor koppelt, nimmt das Gesamtdekrement der Antenne zu. Infolgedessen sinkt die Gesamtenergie, welche von der Antenne aufgenommen wird. Von dem jetzigen Wert der Gesamtenergie wird außerdem nur der Bruchteil $\frac{\mathfrak{d}_d}{\mathfrak{d}_2'}$ dem Detektor zugeführt, wenn

$\mathfrak{d}_2'$ das Gesamtdekrement der Antenne also $\mathfrak{d}_2' = \mathfrak{d}_2 + \mathfrak{d}_d$, wo $\mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_{\Sigma_2} + \mathfrak{d}_{v_2}$ ist, und $\mathfrak{d}_{\Sigma_2}$ das Strahlungs-, $\mathfrak{d}_{v_2}$ das Verlustdekrement bedeutet.

Das günstigste Detektordekrement hängt von der Größe $\mathfrak{d}_1$ und $\mathfrak{d}_2$ ab. Man berechnet es daraus nach folgender Formel

$$\mathfrak{d}_d = \mathfrak{d}_2 \sqrt{1 + \frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_2}}$$

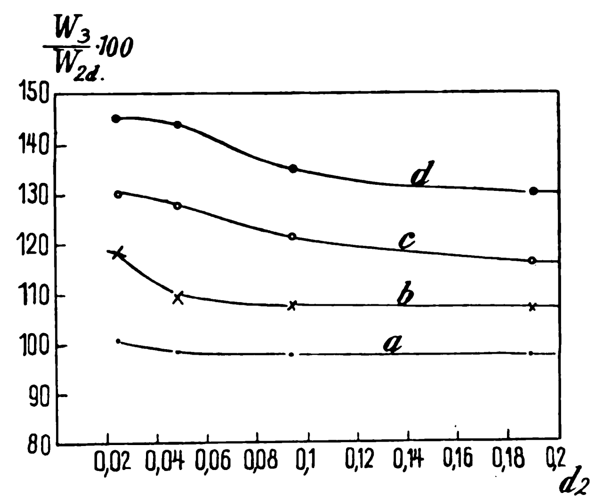



Fig. 16. Energie des Sekundärkreises im Verhältnis zur Detektorenergie der Antenne ohne denselben.
*a*) $\mathfrak{d}_1 = 0{,}014$ *b*) $\mathfrak{d}_1 = 0{,}048$ *c*) $\mathfrak{d}_1 = 0{,}095$ *d*) $\mathfrak{d}_1 = 0{,}20$

Wenn man jetzt die Energie, welche dem Detektor bei günstigstem Detektordekrement zugeführt wird, mit der Gesamtenergie, die in das Sekundärsystem des gekoppelten Empfängers übergehen kann, vergleicht, dann erhält man aus den Kurven der Fig. 15 diejenigen der Fig. 16.

Das Bild ist wesentlich anders und zugunsten des gekoppelten Empfängers verschoben worden.

Der ungünstigste Fall für den gekoppelten Empfänger ist derjenige kleiner Senderdekremente. Doch ist auch hierfür und mit Berücksichtigung des Früheren ebenso für ungedämpfte Schwingungen die Energie für den gekoppelten Empfänger ungefähr ebenso groß, wie für den ungekoppelten.

Wenn man den Wert $^1/_4$ für das Verhältnis beider Energien in Fig. 15 bei ungedämpften Schwingungen einsetzt, läßt sich diese Gleichheit der

**Detektorenergie des ungekoppelten mit der Gesamtenergie des gekoppelten Empfängers leicht berechnen.**

**Es ist nämlich**

$$W_2 = C \cdot \frac{1}{\mathfrak{d}_2} \text{ also } W_3 = C \cdot \frac{1}{4\mathfrak{d}_2}$$

und

$$W_{2d} = C \cdot \frac{\mathfrak{d}_d}{(\mathfrak{d}_2 + \mathfrak{d}_d)^2} \text{ oder da } \mathfrak{d}_d = \mathfrak{d}_2$$

$$W_{2d} = C \cdot \frac{1}{4\mathfrak{d}_2} = W_3$$

**Daraus ist auch der Gang der Umrechnung der Fig. 15 in die Fig. 16 zu erkennen.**

Für starkgedämpfte Senderschwingungen ist die Reichweite für den gekoppelten Empfänger jedenfalls nicht unwesentlich größer als für den ungekoppelten. Die Energie, welche man bei sehr großen Senderdekrementen in das Sekundärsystem hineinbringt, kann beinahe das $1^1/_2$ fache der Detektorenergie des einfachen Empfängers betragen.

Wir können demnach über die Reichweite beider Empfängersysteme aussagen:

Die Reichweite des gekoppelten Empfängers ist für ungedämpfte und schwachgedämpfte Wellen gleich, für starkgedämpfte Wellen größer als diejenige des einfachen Empfängers.

## Resonanzschärfe.

§ 30. Die Resonanzschärfe des gekoppelten Empfänger wurde in einem früheren Abschnitt eingehend behandelt. Vergleiche mit der Resonanzschärfe des einfachen Empfängers, wenn derselbe einen Detektor enthält, wurden aber nicht gemacht. Die Kurven, die zum Vergleich herangezogen wurden, bezogen sich auf Dekremente der Antenne ohne Detektor.

Die Verwendung des einfachen Empfängers in der drahtlosen Telegraphie erfordert aber natürlich immer ein Detektordekrement. Für maximale Reichweite wird das ursprüngliche Antennendekrement bei ungedämpften Wellen verdoppelt, bei gedämpften Wellen, noch stärker vergrößert. Die Resonanzschärfe des einfachen Empfängers nimmt dann Werte an, wie in Tabelle 1 Abteilung 3 angegeben ist.

Sie ist jetzt wesentlich schlechter, als die des gekoppelten Empfängers, und kommt der letzteren nur bei sehr großen Dekrementen des Senders nahe.

Wenn wir uns nun erinnern, daß bei einer Spur loserer Koppelung, für welche die Energie im Sekundärsystem nur etwa um 5 bis $10\,^0/_0$ kleiner ist, die Resonanzschärfe des gekoppelten Empfängers un-

gefähr ebenso groß wird, als die der Antenne allein, dann kommen wir zu dem Schluß:

**Bei maximaler Reichweite beider Empfängertypen ist die Resonanzschärfe des gekoppelten Empfängers $1^1/_2$ bis 2mal so groß, als diejenige des einfachen Empfängers.**

Besondere Vorteile hat der gekoppelte Empfänger aber dann, wenn es gilt, möglichst große Resonanzschärfe zu erhalten, ohne daß dabei der Verlust an Reichweite allzu groß wird.

Man kann für den einfachen Empfänger die Resonanzkurve schmäler machen, wenn man den Detektor loser koppelt. Aber selbst für das Detektordekrement $\mathfrak{d}_d = 0$ wird die Resonanzschärfe erst so groß, wie für den gekoppelten Empfänger bei annähernd maximaler Reichweite.

Durch Verkleinerung des Dekrementes im Sekundärsystem kann man hingegen beim gekoppelten Empfänger die Resonanzschärfe bedeutend größer machen, als sie bei maximaler Reichweite ist.

Von sehr großen Dekrementen abgesehen bleibt aber, wie die früheren Kurven lehren, die Größenordnung der übertragenen Energie dieselbe, wie bei größter Reichweite.

Damit ist aber eine Überlegenheit des gekoppelten Empfängers gegenüber dem einfachen vorhanden, gegen welche letzterer kaum äquivalente Vorteile bietet.

## Beispiele.

**§ 31.** Es soll jetzt an zwei Beispielen Fig. 17 u. 18 gezeigt werden, wie durch Berücksichtigung der Verluste im Kondensatorkreis 3 die bisherigen Feststellungen etwas modifiziert werden.

Abszisse ist in den Figuren das Dekrement $\mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_{v_2} + \mathfrak{d}_{\Sigma_2}$ der Antenne, wobei die Änderung desselben nur durch Änderung von $\mathfrak{d}_{v_2}$ vorausgesetzt und für beide Figuren gleiches Strahlungsdekrement $\mathfrak{d}_{\Sigma_2}$ angenommen wurde. Die Ordinate gibt dann die Energie an und zwar für die Kurven *a* die Detektorenergie im einfachen Empfänger, für *b* die Gesamtenergie des Sekundärsystems, für *c* die Detektorenergie des Sekundärsystems, wenn $d_{v_3} = 0{,}005$ und für *d* dasselbe, wenn $\mathfrak{d}_{v_3} = 0{,}04$ bzw. $\mathfrak{d}_{v_3} = 0{,}014$ angenommen ist.

Die beiden Figuren gelten für die beiden Senderdekremente $\mathfrak{d}_1 = 0{,}20$ und $\mathfrak{d}_1 = 0{,}014$.

Nach Fig. 17 ist die Energie, welche dem Detektor zugeführt wird, selbst für das große Verlustdekrement $\mathfrak{d}_{v_3} = 0{,}04$ für den gekoppelten Empfänger immer noch größer, als für den einfachen. Da

nach dem früheren das Dekrement des Kreises 3 für sämtliche $\mathfrak{d}_2$ gleich 0,2 zu machen ist, denn die Kurven gelten für maximale Energie, ist der prozentuelle Betrag, der von der Gesamtenergie der Kurve *b* auf *c* und *d* entfällt, für sämtliche Dekremente der Antenne derselbe.

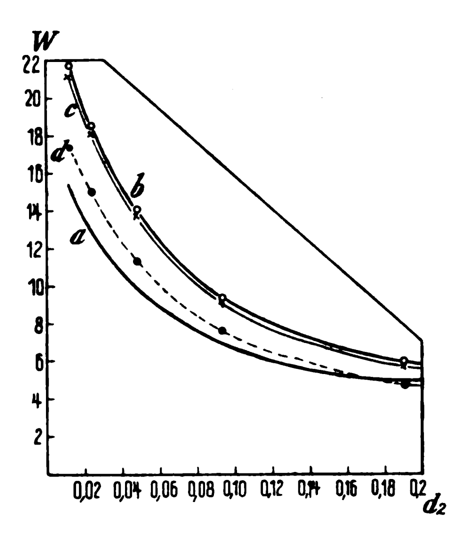



Fig. 17.

*a* = Detektorenergie der Antenne ohne Sekundärsystem
*b* = Energie des Sekundärsystems
*c* = Detektorenergie des Sekundärsystems wenn $\mathfrak{d}_{e_3} = 0{,}005$
*d* = Detektorenergie des Sekundärsystems wenn $\mathfrak{d}_{e_3} = 0{,}04$
$\mathfrak{d}_1 = 0{,}20$

Anders bei sehr kleinem Senderdekrement in Fig. 18. Hier nimmt mit wachsender Antennendämpfung auch die Dämpfung des Sekundärsystems zu und demnach steigt der obengenannte prozentuelle Betrag.

Ja bei sehr kleinen Dekrementen der Empfangsantenne hat die Detektorenergie ev. sogar ein Maximum und fällt von diesem an auf Null ab bei weiterer Verkleinerung von $\mathfrak{d}_2$. Dies Verhalten, das übrigens erst bei sehr kleinen Dekrementen der Empfangsantenne eine größere Rolle spielt, ist dadurch bedingt, daß ein Gesamtdekrement des Sekundärsystems nach § 13, Nr. 4 vorausgesetzt wurde, das immer gleich $\mathfrak{d}_2$ ist, wenn $\mathfrak{d}_2 > \mathfrak{d}_1$. Wenn man für sehr kleine $\mathfrak{d}_2$ von dieser Regel abweicht, und $\mathfrak{d}_3 > \mathfrak{d}_2$ wählt, dann kann, weil dabei der Abfall der Gesamtenergie nur mäßig ist, die Detektorenergie im Sekundärsystem wieder beinahe so groß, wie für den einfachen Empfänger gemacht

werden. Es ist dies der einzige Fall, bei dem es mit Rücksicht auf die übertragene Energie günstig ist, das Dekrement des Sekundärsystems größer zu machen als die Regel von § 13, Nr. 4 vorschreibt. Praktisch dürfte aber dieser Fall für kleine Verluste des Sekundärsystems gar nicht vorkommen, da er erst bei sehr kleinen Dekrementen der Antenne eintritt.

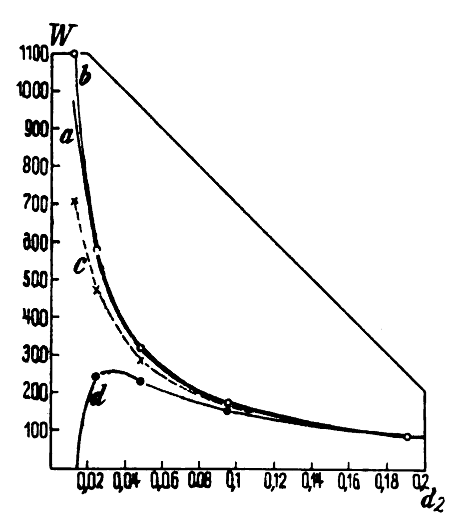



Fig. 18.

$a$ = Detektorenergie des einfachen Empfängers
$b$ = Gesamtenergie des Sekundärsystems
$c$ = Detektorenergie des Sekundärsystems wenn $\mathfrak{d}_{v_2} = 0{,}005$
$d$ = Detektorenergie des Sekundärsystems wenn $\mathfrak{d}_{v_2} = 0{,}014$
$\mathfrak{d}_1 = 0{,}014$

### Änderung der Strahlungsdekremente.

§ 32. Änderung der Strahlungsdekremente bedeutet immer auch eine Änderung der Amplitude der Elektromotorischen Kraft, welche auf die Antenne wirkt. Die Energie, welche dann von dem Empfangssystem aufgenommen wird, kann den bisherigen Betrachtungen noch nicht entnommen werden. Es soll daher im folgenden die Frage studiert werden, welchen Einfluß auf die Reichweite eine Änderung des Strahlungsdekrementes im Sender, oder im Empfänger oder in beiden gleichzeitig hat.

Für fertiggebaute Antennen, bei denen für bestimmte Wellenlänge die Strahlung nicht mehr verändert werden kann, kommt diese Er-

örterung nicht mehr in Betracht. Die Beantwortung der Frage ist aber dann von ausschlaggebendem Wert, wenn man bei Anlage von Stationen die Wahl zwischen stark- oder schwachstrahlenden Antennen hat.

Durch Umänderung bekannter Ausdrücke für den Stromeffekt[1]) bekommt man die Energie $W_{2d}$ im Detektor des ungekoppelten Empfängers nach folgender Formel

$$W_{2d} = C \cdot \frac{\mathfrak{d}_{\Sigma_1}}{\mathfrak{d}_1} \cdot \frac{\mathfrak{d}_{\Sigma_2}}{\mathfrak{d}_2'} \cdot \frac{\mathfrak{d}_d}{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2'} \cdot \frac{\lambda^2}{r^2} e^{-2\beta r} \cdot W_1 \tag{13}$$

wenn $W_1$ die Energie im Sender und $\beta$ der Absorptionskoeffizient und $\mathfrak{d}_2' = \mathfrak{d}_2 + \mathfrak{d}_d$ das Gesamtdekrement des Empfängers ist.

Die Formel ist unabhängig von jeder speziellen Form der Antenne. Sie zeigt die Überlegenheit großer Wellenlänge gegenüber kleinen, bei gleichen Dekrementen auf dieselbe absolute Entfernung auch dann, wenn man von der Absorption noch ganz absehen kann. Die Bedingung gleicher Strahlungsdekremente, die die Ursache dieser besseren Wirkung der höheren Wellenlänge auf dieselbe absolute Entfernung ist, fordert allerdings für lange Wellen entsprechend höhere, also räumlich ausgedehntere Antennen. Mißt man dagegen Entfernung und Antennenhöhe in Wellenlängen, dann ist die Reichweite (in Wellenlängen gemessen) für alle Wellen dieselbe, wenn man von der verschiedenen Absorption absieht.

Wir wollen die obige Formel verwenden für konstante Wellenlänge und konstante Entfernung. Der Absorptionskoeffizient wird vom Dekrement der Senderwelle unabhängig angenommen, was nach einigen Arbeiten[2]) nicht vollständig zutreffen soll.

Die obige Formel geht dann über in folgende Form, in der wir sie verwenden:

$$W_2 = C \cdot \frac{\mathfrak{d}_{\Sigma_1}}{\mathfrak{d}_1} \cdot \frac{\mathfrak{d}_{\Sigma_2}}{\mathfrak{d}_2'} \cdot \frac{\mathfrak{d}_d}{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2'} \cdot W_1 \tag{14}$$

worin $C$ eine Konstante ist.

Bei der Entscheidung der Frage über den günstigsten Detektorwiderstand[3]) bei zwei Schwingungskreisen war das Verlustdekrement des Resonanzkreises ohne Detektor von ausschlaggebender Bedeutung. Ähnliches gilt jetzt von den Verlustdekrementen der beiden Antennen, wenn man nach dem für die Reichweite günstigsten Strahlungsdekrement frägt.

Um ein Bild über die ganze Angelegenheit zu gewinnen, sind

1) J. Zenneck, Leitfaden S. 365.
2) W. Austin, Jahrb. 7, 506, 1913.
3) Hans Riegger, l. c.

nach der oben genannten Formel die Fig. 19 u. 20 berechnet. Die eine für sehr kleine Verluste, die andere für größere Verluste. Die früheren Beziehungen zwischen den Detektorenergien beider Empfängertypen liefert dann auch die Werte für den gekoppelten Empfänger.

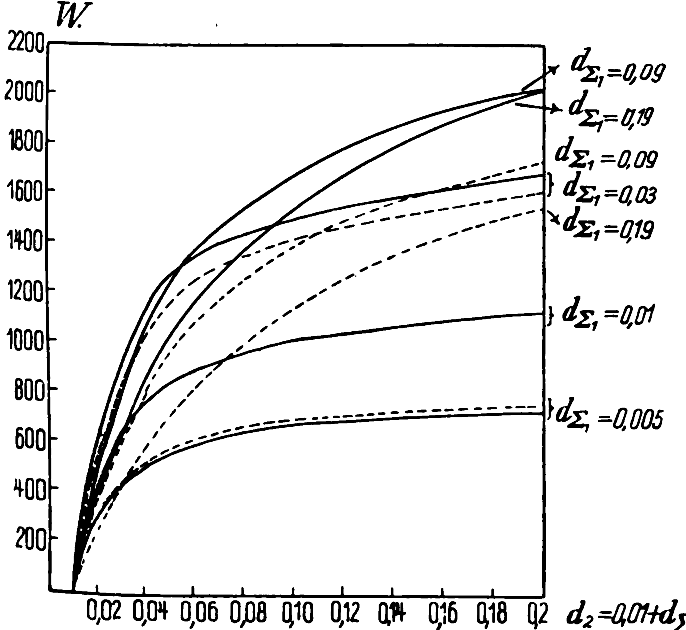



Fig. 19. Energie abhängig vom Strahlungsdekrement. $\mathfrak{d}_{v_1} = \mathfrak{d}_{v_2} = 0{,}01$.
Ausgezogene Kurven = gekoppelter Empfänger
Gestrichelte Kurven = ungekoppelter Empfänger
$W$ = Detektorenergie beim ungekoppelten Empfänger
$W$ = Gesamtenergie im Sekundärsystem des gekoppelten Empfängers.

Abszisse ist in beiden Figuren das Dekrement der Empfangsantenne, wobei nur das Strahlungsdekrement einer Änderung unterworfen ist. Ordinate ist für den einfachen Empfänger die Detektorenergie, für den gekoppelten Empfänger die Gesamtenergie des Sekundärsystems.

Die Verlustdekremente für Fig. 19 sind $\mathfrak{d}_{v1} = \mathfrak{d}_{v2} = 0{,}01$, für Fig. 20 $\mathfrak{d}_{v1} = \mathfrak{d}_{v2} = 0{,}04$. Sie sind also jedesmal für Sender- und Empfangsantenne gleich groß angenommen.

Die gestrichelten Kurven gelten für den einfachen, die ausgezogenen für den gekoppelten Empfänger.

Die einzelnen Kurven sind für verschiedene Strahlungsdekremente des Senders erhalten worden.

Der Vollständigkeit halber ist dabei bis zu so großen Strahlungsdekrementen gegangen worden, wie sie praktisch kaum erreicht werden dürften.

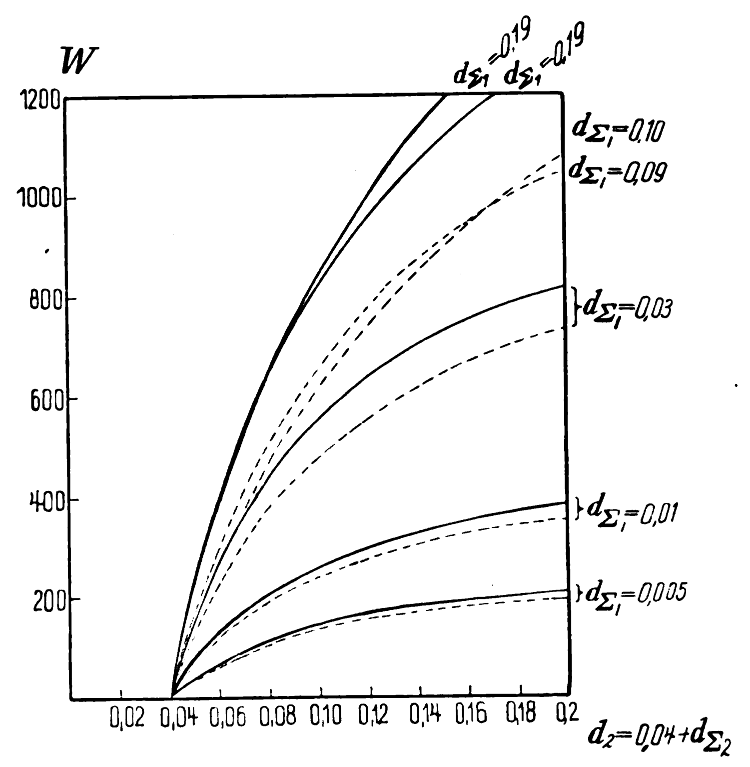



Fig. 20. Energie abhängig vom Strahlungsdekrement

$\mathfrak{d}_{v_1} = \mathfrak{d}_{v_2} = 0{,}04$ } Ausgezogene Kurven = gekoppelter Empfänger; Gestrichelte Kurven = ungekoppelter Empfänger

$W$ = Detektorenergie beim ungekoppelten Empfänger

$W$ = Gesamtenergie des Sekundärsystems beim gekoppelten Empfänger.

## Änderung der Strahlung des Senders.

§ 33. Wir wollen an Hand der beiden Figuren den Einfluß auf die Reichweite erörtern, den eine Änderung des Strahlungsdekrementes im Sender bei konstantem Empfänger hat. Wir bekommen denselben,

wenn wir die einzelnen Kurven miteinander vergleichen. Es sei zuerst die Fig. 19 besprochen.

Für ein Strahlungsdekrement des Empfängers, $\mathfrak{d}_{\Sigma_2} = 0{,}03$, also für $\mathfrak{d}_2 = 0{,}04$ erhalten wir folgende Werte der Energie $W$ für verschiedene $\mathfrak{d}_{\Sigma_1}$.

| $\mathfrak{d}_{\Sigma_1}$ | $W_s$ | $W_2 d$ |
|---|---|---|
| 0,005 | 510 | 520 |
| 0,01 | 760 | 760 |
| 0,03 | 1140 | 1030 |
| 0,09 | 1060 | 800 |
| 0,19 | 840 | 590 |

Mit zunehmendem Strahlungsdekrement des Senders wächst die Energie anfangs sehr rasch, erreicht aber schon bei dem kleinen Wert $\mathfrak{d}_{\Sigma_1} = 0{,}03$ ihren größten Wert, sie fällt dann bei noch größeren Strahlungsdekrementen und zwar beim einfachen Empfänger rascher als beim gekoppelten. Schon bei sehr kleinen Strahlungsdekrementen $\mathfrak{d}_{\Sigma_1} = 0{,}005$ ist die übertragene Energie etwa die Hälfte der maximal möglichen.

Bei anderen Strahlungsdekrementen der Empfangsantenne ist die Abhängigkeit der Energie von der Strahlung des Senders etwas verschieden. Bei kleinerem Empfängerdekrement verschiebt sich das Optimum etwas zugunsten kleinerer Senderdämpfung und umgekehrt bei größerem.

Eine ähnliche Tabelle wollen wir der Fig. 20 entnehmen, ebenfalls für $\mathfrak{d}_{\Sigma_2} = 0{,}03$, also für $\mathfrak{d}_2 = 0{,}07$.

| $\mathfrak{d}_{\Sigma_1}$ | $W_s$ | $W_{2d}$ |
|---|---|---|
| 0,005 | 95 | 90 |
| 0,01 | 180 | 160 |
| 0,03 | 370 | 310 |
| 0,09 | 540 | 410 |
| 0,19 | 530 | 380 |

Auch hier steigt die Energie nicht beliebig an, sondern erreicht für $\mathfrak{d}_{\Sigma_1} = 0{,}09$ ihren besten Wert. Die günstigste Strahlung des Senders ist jetzt aber viel größer als vorher. Die absoluten Werte der übertragenen Energie bleiben für die gleichen Strahlungsdekremente um so mehr hinter den im vorigen erhaltenen zurück, je kleiner die Strahlungsdekremente sind. Diese Feststellung ist deshalb sehr wichtig,

weil sie zeigt, wie außerordentlich notwendig es ist, besonders bei kleinen Strahlungsdekrementen auch auf kleine Verluste zu sehen.

Es hängt dies natürlich mit dem Wirkungsgrad der beiden Antennen zusammen, doch kommt es im allgemeinen auf die Wirkungsgrade der Antennen allein nicht an.

### Änderung der Strahlung des Empfängers.

§ 34. Wenn wir für ein gewisses Dekrement des Senders den Einfluß der Antennenhöhe im Empfänger kennen lernen wollen, müssen wir in den Fig. 19 und 20 die Kurven jede für sich betrachten. Ein wirkliches Maximum ist hier nicht vorhanden. Die Energie steigt tatsächlich, solange das Strahlungsdekrement der Empfangsantenne zunimmt. Der Anstieg ist für kleine Dekremente allerdings rascher, als für große und namentlich gilt für sehr kleine Verluste Fig. 19, solange das Senderdekrement keine großen Werte hat: Die Energie erreicht bereits bei kleinem Strahlungsdekrement der Empfangsantenne etwa bei $\mathfrak{d}_{\Sigma_2} = 0{,}03$ eine Größe, über die sie bei noch weiterer Steigerung von $\mathfrak{d}_{\Sigma_2}$ nicht mehr allzuweit hinaus kommt.

Der Unterschied zwischen Antennen mit großen und kleinen Verlusten wird naturgemäß geringer, wenn die Strahlungsdekremente beider Antennen extrem groß sind, wie man aus beiden Figuren ja sofort erkennt.

Die beiden Empfängertypen verhalten sich nach den Figuren im wesentlichen gleich. Natürlich liefert bei großen Dekrementen der gekoppelte Empfänger, wie das früher festgestellt wurde, etwas mehr Energie.

### Gleichzeitige Änderung beider Strahlungsdekremente.

§ 35. Es soll die Zunahme der Energie im Empfänger festgestellt werden, wenn Sender- und Empfängerstrahlung gleichzeitig gesteigert werden. Wir bekommen hierfür die Kurven der Fig. 21, worin $a$ und $a'$ für $\mathfrak{d}_{v1} = \mathfrak{d}_{v2} = 0{,}01$ und $b$, $b'$ für $\mathfrak{d}_{v1} = \mathfrak{d}_{v2} = 0{,}04$ gelten. Die ausgezogenen Kurven gelten wieder für den gekoppelten, die anderen für den einfachen Empfänger.

Die Energie steigt in allen Fällen mit wachsender Strahlung ununterbrochen an. Bei großen Verlusten ist die Zunahme auch bei hohen Strahlungsdekrementen noch rasch, für sehr kleine Verluste ist die Energie aber schon bei kleinen Strahlungsdekrementen (in Fig. 21 für $\mathfrak{d}_{\Sigma_1} = \mathfrak{d}_{\Sigma_2} = 0{,}03$, wenn $\mathfrak{d}_{v1} = \mathfrak{d}_{v2} = 0{,}01$) auf einem so großen Werte angekommen, daß der Gewinn bei noch weiterer Steigerung nicht mehr so schwer ins Gewicht fällt.

Es läßt sich Gleichung (14) umformen in

$$W_{2d} = C \cdot \frac{\mathfrak{d}_{\Sigma_1}}{\mathfrak{d}_1} \cdot \frac{\mathfrak{d}_{\Sigma_2}}{\mathfrak{d}_1 + 2(\mathfrak{d}_2 + \mathfrak{d}_d)} \cdot W_1 \tag{15}$$

Fig. 21. Energie bei gleichzeitiger Steigerung beider Strahlungsdekremente.
$a, a' = \mathfrak{d}_{v_1} = \mathfrak{d}_{v_2} = 0{,}01$ Ausgezogene Kurven = ungekopelter Empfänger
$b, b' = \mathfrak{d}_{v_1} = \mathfrak{d}_{v_2} = 0{,}04$ Gestrichelte Kurven = gekoppelter Empfänger
$W$ = Detektorenergie beim ungekoppelten Empfänger
$W$ = Gesamtenergie im Sekundärsystem des gekoppelten Empfängers

Da wegen der vorausgesetzten Reziprozität aber $\mathfrak{d}_1 = \mathfrak{d}_2$ und nach dem früheren für maximale Reichweite

$$\mathfrak{d}_d = \mathfrak{d}_2 \sqrt{1 + \frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_2}} = 1{,}41 \cdot \mathfrak{d}_2$$

wird, geht die obige Formel über in

$$W_{2d} = C \cdot \frac{\mathfrak{d}_{\Sigma_1}}{\mathfrak{d}_1} \cdot \frac{\mathfrak{d}_{\Sigma_2}}{\mathfrak{d}_2} \cdot \frac{W_1}{7{,}23} = C' \cdot \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot W_1,$$

wo $\eta_1$ und $\eta_2$ die Wirkungsgrade der beiden Antennen sind:

Bei vollkommener Reziprozität hängt die Reichweite nur vom Produkt der Wirkungsgrade der beiden Antennen ab, aber nicht von der absoluten Größe der Dekremente.

### Reziprozität zwischen Sender und Empfänger.

#### Reziproke Stationen.

§ 36. Die oben angestellten Betrachtungen haben ergeben, daß Sender und Empfänger sich hinsichtlich des Strahlungsdekrementes

nicht gleichwertig verhalten. Während nämlich eine Steigerung der Strahlung im Empfänger immer eine Vergrößerung der Reichweite bedeutete, kann unter Umständen eine Vergrößerung der Strahlung im Sender die Reichweite verkleinern.

Wenn man nun die Rollen beider Antennen vertauscht, indem man mit der bisherigen Empfangsantenne sendet, und mit der bisherigen Senderantenne empfängt, ist die maximale Energie, welche man jetzt im Empfangssystem erhält, bei gleicher Energie im Sender wie bisher im allgemeinen nicht mehr dieselbe wie vor der Vertauschung.

Wenn in einem speziellen Fall die Energie im Empfangssystem, bei Vertauschung der Rollen beider Antennen aber gleichbleibender Senderenergie, ebenfalls konstant bleibt, wollen wir die beiden Stationen reziprok heißen.[1])

Wenn die Verluste der beiden Antennen gleich sind, ist die Bedingung für Reziprozität zweier Stationen die, daß auch die Strahlungsdekremente gleich groß sind. Es ist leicht einzusehen, daß diese Bedingung genügend, nicht aber, daß sie notwendig ist.

Die allgemeine Bedingung für Reziprozität bei verschiedenen Antennenverlusten lautet

$$\mathfrak{d}_{v1} + \mathfrak{d}_{\Sigma_1} = \mathfrak{d}_{v2} + \mathfrak{d}_{\Sigma_2} \quad \text{oder} \quad \mathfrak{d}_1 = \mathfrak{d}_2.$$

Die Strahlungsdekremente brauchen also nicht gleich zu sein.

### Nichtreziproke Stationen.

§ 37. Nach Formel 15 können wir für nichtreziproke Stationen 1 und 2 das Verhältnis der Energien $\frac{W_1}{W_2}$ berechnen, die wir in jeder der beiden Stationen zum Senden aufwenden müssen, damit die Energie im Empfänger, wenn derselbe auf größte Reichweite geschaltet ist, in beiden Fällen gleichgroß wird, d. h. also das Verhältnis derjenigen Energien, die beide Stationen bei gegenseitigem Verkehr zum Senden mindestens brauchen.

Es wird nämlich für gleiche Werte der Detektorenergien beim Hin- und Hertelegraphieren:

$$\frac{\mathfrak{d}_{\Sigma_1}}{\mathfrak{d}_1} \cdot \frac{\mathfrak{d}_{\Sigma_2} \cdot W_1}{\mathfrak{d}_1 + 2\,\mathfrak{d}_2\left(1 + \sqrt{1 + \frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_2}}\right)} = \frac{\mathfrak{d}_{\Sigma_2}}{\mathfrak{d}_2} \cdot \frac{\mathfrak{d}_{\Sigma_1} \cdot W_2}{\mathfrak{d}_2 + 2\,\mathfrak{d}_1\left(1 + \sqrt{1 + \frac{\mathfrak{d}_2}{\mathfrak{d}_1}}\right)}$$

1) Was hier und im Folgenden über Reziprozität gesagt wird, gilt strenge nur, solange die Absorption von der Richtung der Strahlung unabhängig ist. Es soll dies nicht immer vollständig zutreffen. Die Anwendung eines bekannten Satzes aus der Optik würde allerdings diese Unabhängigkeit verlangen.

Hieraus:

$$\frac{W_1}{W_2} = x \cdot \frac{x + 2\left(1 + \sqrt{1 + x}\right)}{1 + 2\left(x + \sqrt{x \cdot (1 + x)}\right)} \tag{16}$$

worin also $W_1$ und $W_2$ die Senderenergien in den beiden Stationen bedeutet und $x = \frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_2}$ gesetzt ist.

Das Verhältnis der Senderenergien ist nur abhängig von $\frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_2}$. Es kommt nicht auf die absolute Größe der Dekremente an. Es ist auch gleichgültig, wie Strahlungs- und Verlustdekrement in den einzelnen Antennen sich verhalten, um das Gesamtdekrement der Antenne zu ergeben.

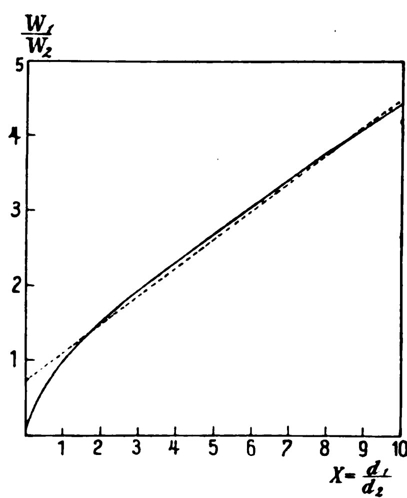



Fig. 22. Verhältnis der Senderenergien nicht reziproker Stationen.

Nach Formel (16) ist Fig. 22 (ausgezogene Linie) berechnet worden, für ein Gebiet von $x$ von 0 bis 10.

Wenn die Station mit der stärker gedämpften Antenne sendet, muß die Senderenergie also immer größer sein, als wenn die Station mit kleinerer Antennendämpfung telegraphiert. Es kann im ersten Fall die Energie 4,5 mal höher als im zweiten Fall genommen werden müssen.

Für die Werte von 1 bis 10 fällt die Kurve sehr nahe mit der gestrichelten Geraden zusammen. Die Abweichungen von derselben sind nur in unmittelbarer Umgebung des Wertes $x = 1$ $10\,^0/_0$, während

sie von $x = 1,2$ an $5\,^0/_0$ nicht mehr erreichen. Da uns aber für $x = 1$ der Wert $\frac{W_1}{W_2}$ bekannt ist, kann man die Kurve mit einer Genauigkeit, wie sie für praktische Zwecke völlig ausreicht, durch die Gerade ersetzen. Die Formel geht dann über in die Gleichung dieser Geraden. Es wird hierfür:

$$W_1 = (0,7 + 0,39\,x) \cdot W_2$$

wo also $x = \frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_2}$ und $\mathfrak{d}_1 > \mathfrak{d}_2$ ist.

Auch für den gekoppelten Empfänger wird die Beziehung zwischen $W_1$ und $W_2$ recht einfach. Allerdings kommt es bei demselben nicht allein auf die Größe von $x$, sondern auch auf den absoluten Wert von $\mathfrak{d}_1$ und $\mathfrak{d}_2$ an. Die Ursache hierfür ist die, daß der Wert von $\frac{W_3}{W_{2\,d}}$ der Fig. 16 für schwachgedämpften Sender und starkgedämpften Empfänger ein anderer wird, als für starkgedämpften Sender und schwache Empfangsdämpfung.

Wir müssen die Werte der Fig. 16 ev. durch Interpolation benützen.

Es sei $\alpha$ der Wert für $\frac{W_3}{W_{2\,d}}$ nach Fig. 16 für die Dekremente $\mathfrak{d}_1$ und $\mathfrak{d}_2$, wenn wir die Antenne 1 zum Senden und die Antenne 2 zum Empfangen benutzen und der Wert $\frac{W_3}{W_{2\,d}}$ sei $\beta$, wenn wir mit der Antenne 1 ein Telegramm aufnehmen, welches von Station 2 abgeschickt wurde. Dann wird:

$$W_1 = \frac{\beta}{\alpha} \cdot (0,7 + 0,39\,x)\,W_2.$$

Da $\alpha$ immer etwas größer als $\beta$ ist, werden die Unterschiede der beiden Senderenergien etwas kleiner, als für den einfachen Empfänger.

## Enge Koppelung.

§ 38. Nachdem Reichweite und Resonanzschärfe des gekoppelten Empfängers und seine Beziehungen zum einfachen unter den Verhältnissen der drahtlosen Telegraphie in eingehender Weise besprochen wurden, kann auf eine ausführliche Behandlung der engen Koppelung verzichtet werden. Es sind ja sehr viele Verhältnisse, die im Vorigen für den lose gekoppelten Empfänger festgestellt wurden, ohne weiteres übertragbar, namentlich alles, was über die Reichweite gesagt wurde,

wenn wir dabei nur die Energiekurven des ersten Abschnittes berücksichtigen.

Auf einen nicht zu vernachlässigenden Vorzug enger Koppelung sei aber noch hingewiesen. Um auf maximale Reichweite einzustellen, mußte früher eine bestimmte Koppelung ziemlich peinlich gewählt werden. Bei Änderungen der Dekremente müßte dieselbe also immer wieder neu gesucht werden. Beim enggekoppelten Empfänger indessen kommt es auf eine genaue Einstellung der Koppelung nicht an. Als einfache Regel kann man allerdings aufstellen, immer so enge zu koppeln, als es möglich ist. Ob dabei natürlich so enge Koppelungen, wie ich sie verwandte, in der Praxis vorkommen, ist gleichgültig.

Es könnte zweifelhaft erscheinen, ob die bei Kondensatorkreisen gefundenen experimentellen Werte bei enger Koppelung auf strahlende Oszillatoren in derselben Weise übertragen werden können, wie bei loser Koppelung. Um nämlich bei enger Koppelung wiederum auf die Wellenlänge des Senders einzustellen, mußte die Eigenwelle der Antenne verändert werden. Hierbei ändert sich das ganze Dekrement der Antenne und so namentlich auch das Strahlungsdekrement derselben. Damit könnte aber quasi die Koppelung mit dem Sender eine andere werden, während bei meinen experimentellen Bestimmungen die Koppelung zwischen 1 und 2 immer konstant war.

Bei Einstellung auf die Wellenlänge des ersten Kreises bei enger Koppelung hat sich bei meiuen Versuchen natürlich das Dekrement des Kreises 2 in ganz analoger Weise verändert. Konstant blieb aber die elektromotorische Kraft, welche auf den zweiten Kreis wirkte. Solange also bei einer Antenne die Abstimmung für enge Koppelung in der Weise erfolgt, daß die elektromotorische Kraft, mit der die auftreffende Welle auf die Antenne wirkt, konstant bleibt, sind meine Ergebnisse ohne weitere Rechnung übertragbar. Es darf die wirksame Antennenhöhe nicht variiert werden.

Die Beziehungen, die ich für gekoppelte Systeme gefunden habe, sind natürlich nicht nur für elektrische Systeme gültig, sondern auch für mechanisch-akustische, sofern die Differentialgleichungen mit denen für elektrische Systeme übereinstimmen.

Herrn Prof. J. Zenneck bin ich für wertvolle Ratschläge zu Dank verpflichtet.

Danzig-Langfuhr, Phys. Institut d. Techn. Hochschule, 6. Jan. 1914.

(Eingesandt 12. April 1914.)

Adresse des Autors: Charlottenburg, Berlinerstr. 102, I l.

# Neue Schaltungen zur Unterbrechung starker Ströme.

Von **W. Burstyn.**

## Die Theorie des Fizeauschen Kondensators.

Um mit kleinem Kontaktwege verhältnismäßig große Ströme unterbrechen zu können, schaltet man bekanntlich nach Fizeau der Unterbrechungsstelle einen Kondensator parallel, der den Lichtbogen unterdrückt. Dieses Mittel ist bei elektrischen Uhren, Reklameschaltern, Funkeninduktoren usw. in Anwendung. Die Wirkungsweise des Löschkondensators wird allgemein so erklärt, daß er im Augenblick des Öffnens einen Nebenschluß zum Schalter bildet und den gesamten Strom aufnimmt, bis im nächsten Augenblicke die Elektroden des Schalters sich hinreichend weit voneinander entfernt haben.

Diese Erklärung ist unrichtig, wenigstens in den meisten Fällen, wenn es sich um Ströme von etwas über 1 Amp. handelt. Ein einfacher Beweis dafür ist folgender Versuch:

Man schaltet einem mit Platinelektroden versehenen Morsetaster einen Kondensator von ungefähr $^1/_4$ MF. parallel und erhöht den Strom so weit, daß der Unterbrechungslichtbogen noch mit Sicherheit gelöscht wird. Nun legt man dem Taster noch einen zweiten ebenso großen Kondensator parallel, dem aber ein Widerstand von einigen Ohm vorgeschaltet ist. Nach der alten Theorie müßte dadurch die Löschwirkung verbessert werden; sie wird aber verschlechtert.

In Wirklichkeit beruht der Löschvorgang auf einem Hochfrequenzphänomen; der dem Schalter parallel gelegte Kondensatorkreis ist nämlich ein schwingungsfähiges System, dessen Selbstinduktion durch die Zuleitungsdrähte gebildet wird und dessen Wellenlänge in praktischen Fällen von derselben Größenordnung ist wie jene, die man in der drahtlosen Telegraphie benutzt. Der Vorgang spielt sich folgendermaßen ab:

Wenn der Schalter geöffnet wird, entsteht zwischen seinen Elektroden ein Lichtbogen, der in dem Kondensatorkreis schnelle Schwingungen zu erzeugen beginnt. Diese Schwingungen haben zunächst eine kleine Amplitude und würden erst nach einigen halben Wellen ihre endgültige Größe erreichen. (Allerdings würden sich inzwischen die Elektroden so sehr erhitzen, daß sie nicht mehr die zur Schwingungserzeugung erforderliche Lichtbogencharakteristik ergeben.) Dazu

kommt es aber gar nicht; in dem Augenblick, wo die Amplitude des Hochfrequenzstromes ungefähr ebenso groß geworden ist wie der Gleichstrom und letzterem entgegengesetzt gerichtet ist, wird die resultierende Stromstärke im Lichtbogen Null und dieser erlischt.

Selbstverständlich kann sich der Vorgang nur dann in der beschriebenen Weise entwickeln, wenn die Verhältnisse richtig gewählt sind. Die Elektroden des Schalters müssen fähig sein, als Lichtbogenerzeuger und als Löschfunkenstrecke zu wirken; sie müssen daher aus einem geeigneten Material bestehen (Kupfer, Silber, Platin) und durch schwach konvexe Form eine schnelle Entionisierung der Entladestrecke begünstigen. Das Erlöschen des Lichtbogens tritt natürlich um so sicherer ein, je länger die Zeit ist, während welcher die Stromstärke im Lichtbogen Null oder sehr gering ist, eine je größere Schwingungsdauer also der Löschkreis besitzt. Einen Überblick über die sehr komplizierten Verhältnisse geben die Kurven der Fig. 1.

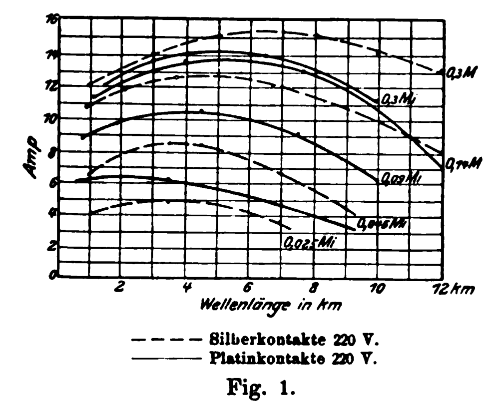



Fig. 1.

Es bedeuten darin die Ordinaten jene Stromstärken, die sich gerade noch unterbrechen lassen, wenn der Löschkreis aus einem Kondensator der rechts von den Kurven angegebenen Kapazität und einer solchen Selbstinduktion besteht, daß seine Welle den Werten der Abszisse entspricht. Als Schalter wurde ein Taster verwendet, dessen Kontakte aus schwach konvexen Scheiben aus Platin bzw. Silber von 5 mm bestanden.

Man erkennt aus den Kurven, daß es für jede Kapazität ein Optimum der Wellenlänge gibt, daß dieses Optimum mit zunehmender Stromstärke bei größeren Wellenlängen liegt und daß die unterbrechbare Stromstärke lange nicht im selben Verhältnisse steigt wie die

Kapazität. Die Ursache für dieses Verhalten ist darin begründet, daß unter sonst gleichen Verhältnissen die Erhitzung der Schalterelektroden (und daher die Verschlechterung der Löschwirkung) sowohl bei Verkleinerung als bei Vergrößerung der Wellenlänge zunimmt. Bei Verkleinerung dadurch, daß die Dämpfung mit der Frequenz steigt und die Trägheit des Lichtbogens (Lichtbogenhysteresis) mehr zur Geltung kommt, bei Vergrößerung dadurch, daß es längere Zeit dauert, bis die Schwingungen sich auf die erforderliche Stärke aufgeschaukelt haben. Daß eine Vergrößerung der Kapazität nicht unbegrenzt wirksam ist, liegt in letzter Linie daran, daß die Basis des Lichtbogens nicht proportional mit der Stromstärke wächst.

Bei sehr schneller Unterbrechung haben die Schwingungen nicht Zeit, die erforderliche Stärke zu erreichen, solange der Elektrodenabstand noch gering genug ist, um eine Löschwirkung zu ermöglichen, und sie bleibt dann entweder aus oder kommt nach der alten Löschkondensatortheorie zustande.

Die Spannung, auf welche der Löschkondensator durch die schnellen Schwingungen aufgeladen wird, kann höher sein als die der Gleichstromquelle; sie läßt sich durch folgende Überlegung berechnen:

Es bedeute:

$E$ die Spannung der Gleichstromquelle,
$i$ den zu unterbrechenden Gleichstrom,
$C$ die Kapazität des Kondensators,
$J$ den Strom im Kondensator,
$V$ die Ladespannung des Kondensators,
$\lambda$ die Wellenlänge des Löschkreises,
$v$ die Geschwindigkeit der Elektrizität.

Es ist dann

$$J_{\max} = 2\pi v \frac{C V_{\max}}{\lambda}$$

Damit Löschung stattfindet, muß $J$ gleich sein dem zu unterbrechenden Gleichstrom $i$. Daraus ergibt sich

$$V_{\max} = \frac{i \lambda}{2 \pi v C}$$

Es empfiehlt sich, bei selbstinduktionsfreien Stromkreisen $V$ nicht größer als die Netzspannung $E$ zu wählen, damit der Kondensator nicht überlastet wird. Aus dieser Bedingung berechnet sich

$$\lambda > \frac{2 \pi v C}{i}$$

Für $E = 220$ Volt, $i = 5$ Amp., $C = 0{,}25$ Mi. findet man z. B. $\lambda > 20$ km, eine leicht einzuhaltende Bedingung, da nach Fig. 1 die günstigste Wellenlänge weit kürzer ist. Enthält der Stromkreis eine Selbstinduktion, so lädt sich der Kondensator selbstverständlich unter allen Umständen zu einer höheren Spannung als der des Netzes auf. Er bildet dann mit der Selbstinduktion einen über das Netz geschlossenen Schwingungskreis, dessen Frequenz aber bedeutend (bei durchschnittlichen Elektromagneten mindestens 10 mal) niedriger ist als die des Löschkreises. Das Auftreten dieser im allgemeinen schnell verklingenden Welle ist bekannt.[1] Ihr Spannungsmaximum erreicht diese Welle erst um $^1/_4$ ihrer Periode später als die Unterbrechung stattgefunden hat, und wenn dasselbe hoch ist, kann es geschehen, daß die bereits geöffnete Unterbrechungsstelle nochmals durchschlagen wird. Um das zu verhindern, darf die Öffnungsgeschwindigkeit des Schalters nicht zu klein sein, damit der Elektrodenabstand im Augenblicke des Spannungsmaximums hinreichend groß ist. Andere Mittel, die allerdings bei Funkeninduktoren nicht oder nur beschränkt anwendbar sind, bestehen darin, daß man die Kapazität des Löschkondensators vergrößert oder daß man der auszuschaltenden Selbstinduktion einen Kondensator oder einen dämpfenden Widerstand parallel legt.

Unter allen Umständen wird die Leistung eines Unterbrechers dadurch erhöht, daß man ihn in eine wasserstoffhaltige Atmosphäre, am besten in Leuchtgas, bringt. Auch dafür gibt erst die neue Theorie eine befriedigende Erklärung. In solchen Gasen wird bekanntlich die Charakteristik des Lichtbogens steiler und die Erzeugung von Schwingungen begünstigt (Poulsen).

Aus der neuen Theorie ergeben sich für die praktische Ausführung von Schaltern mit Löschkondensator folgende Leitsätze:

1. Die Kontakte des Schalters sollen bei kleinen Stromstärken aus Platin, bei großen aus Silber bestehen, flachkonvexe Form haben[1]) und so bemessen sein oder einen solchen Auflagedruck erhalten, daß sie durch den Dauerstrom nicht merkbar erwärmt werden.

2. Das Öffnen des Schalters soll bei selbstinduktionsfreiem Stromkreise langsam oder mit einem Hube von ungefähr $^1/_2$ mm erfolgen, bei selbstinduktionshaltigem Stromkreise schneller, aber nicht zu schnell.

---

1) Siehe z. B. Ruhmer, Funkeninduktoren, S. 13.

1) D.R.P. Nr. 274771, im Besitze der Firma Paul Firchow Nachfgr., Berlin.

3. Vor den Kondensator ist eine Spule aus nicht zu dünnem Kupferdraht zu schalten[1]), deren Selbstinduktion so groß als zulässig (Fig. 1) gewählt werden soll, um den Entladungsfunken des Kondensators beim Schließen des Schalters, der dessen Kontakte schädigt, zu verringern.

4. Die Löschwirkung des Kondensators hängt nicht nur von seiner Kapazität, sondern auch von seiner Dämpfung ab; daher wirkt ein Glimmerkondensator weit besser als ein solcher aus Papier.

5. Besonders stark oder oft beanspruchte Schalter sind in Leuchtgas zu legen.

## Neue Löschschaltung.

Bei den bisher beschriebenen Verfahren haben die Kontakte des Schalters, wie schon erwähnt, eine doppelte Arbeit zu leisten: Sie müssen zunächst wie ein Poulsengenerator Schwingungen erzeugen und

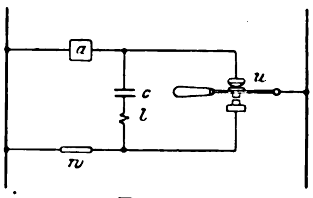



Fig. 2.

dann als Löschfunkenstrecke wirken. Ersterer Vorgang dauert eine gewisse Zeit lang, da die Schwingungen sich nicht schon in der ersten halben Welle auf die nötige Stromstärke aufschaukeln; während dieser Zeit erhitzen sich die Elektroden des Schalters, was die denkbar schlechteste Vorbereitung für den Löschvorgang ist.

Bei dem neuen Verfahren[1]) wird der zur Löschung des Lichtbogens erforderliche Stromstoß hoher Frequenz nicht durch diesen Lichtbogen selbst erzeugt, sondern zwangläufig auf andere Weise.

Eine der einfachsten und geeignetsten Schaltungen zur Ausführung dieses Verfahrens zeigt Fig. 2. Es bedeutet darin:

*a* den auszuschaltenden Stromverbraucher (Glühlampen, Elektromotor, Funkeninduktor usw.),

*u* einen Umschalter, dessen obere Kontakte den eigentlichen Schalter für den Hauptstrom darstellen,

*c* einen Kondensator,

1) D. R. P. Nr. 260903, im Besitze der Firma Paul Firchow Nachfgr., Berlin.

*l* eine (eisenfreie) Selbstinduktionsspule,
*w* einen hohen Vorschaltwiderstand.

Der Umschalter *u* ist so eng gestellt, daß er nur einen Weg von ungefähr $^1/_2$ mm ausführen kann. Während er sich in der oberen Stellung befindet, während also durch *a* Strom fließt, lädt sich der Kondensator *c* über den Widerstand *w* an der Netzspannung auf. Um auszuschalten, bewegt man den Schalter möglichst schnell nach unten. Es entsteht dann zwischen den oberen Kontakten zunächst ein Lichtbogen. In dem Augenblicke aber, wo sich der untere Kontakt schließt, entlädt sich der Kondensator *c* über denselben, und zwar in Form einer schnellen Schwingung, deren Wellenlänge durch die Konstanten des Hochfrequenzkreises *c l u* gegeben ist; nach einer Viertelwelle dieser Schwingung hat der Hochfrequenzstrom sein Maximum erreicht und fließt dabei, wie leicht zu überlegen, im Unterbrechungslichtbogen dem Hauptstrom entgegengesetzt. Ist die Amplitude des Schwingungsstromes ebenso groß oder größer als der Hauptstrom, so sinkt in diesem Augenblicke die resultierende Stromstärke im Lichtbogen auf Null, derselbe erlischt und die Unterbrechung ist zustande gekommen.

Selbstverständlich werden im gleichen Augenblicke auch die Hochfrequenzschwingungen unterbrochen. Enthält der Stromkreis Selbstinduktion, so entwickelt sich die langsame über das Netz fließende Schwingung nach der eigentlichen Unterbrechung in derselben Weise, wie dies oben für die gewöhnliche Löschkondensatorschaltung geschildert worden ist. Auch hier kann es bei großer Selbstinduktion und kleinem Kondensator zu einem nachträglichen Durchschlagen der Unterbrechungsstelle kommen.

Die erforderlichen Kondensatoren brauchen nicht besonders groß zu sein. Benutzt man z. B. einen Kondensator von 0,5 Mi und eine Wellenlänge von 5 km, so erhält man bei 220 Volt eine Amplitude von ungefähr 40 Amp., und kann auch in der Tat einen Gleichstrom von solcher Stärke damit unterbrechen.

Eine wesentliche Bedingung für die gute Wirkung ist, daß der Schalter sehr schnell umgelegt wird, damit die Kontakte durch den Lichtbogen nicht zu lange erhitzt werden. Durch geeignete Konstruktion (federnde Kontakte mit Anschlag) läßt sich dies leicht erreichen.

Die geringe mechanische Leistung, die ein derartiger Schalter erfordert, macht ihn insbesondere für automatische Apparate, wie Relais und Schaltuhren, verwendbar. Mit einem Relais, dessen Eigenverbrauch

0,5 Watt beträgt, läßt sich ein Strom von 800 Volt und 10 Amp., also die 1600fache Leistung, bequem schalten. Fig. 3 zeigt ein Relais, welches für magnetische Erzseparatoren, System Brück, benutzt wird, und den Strom großer Elektromagnete von ungefähr 30 Amp. und 350 Volt 3 bis 4mal in der Sekunde aus- und einschaltet.

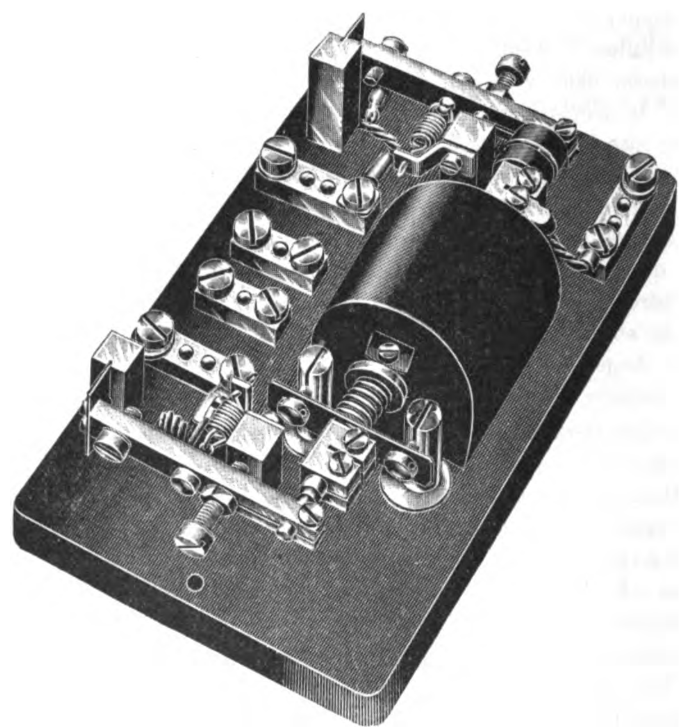


Fig. 3.

Ähnliche Relais werden für die Zwecke der Lichtreklame hergestellt; eine Ausführungsform zeigt Fig. 4. Man erkennt vorne das als Topfmagnet gebaute Relais, dahinter den prismatischen Papierkondensator, daneben die kleine Selbstindunktionsspule, rechts hinten ein kleines Uhrwerk, das den Kontakt für das Relais alle 5 Sekunden öffnet und schließt, und davor den Speisewiderstand ($w$) für den Kondensator.

Auch wenn man in der Schaltung nach Fig, 2 den Ladewiderstand wegläßt, erhält man eine allerdings etwas schlechtere Löschwirkung. Voraussetzung ist, daß der Schalter zunächst in der unteren Stellung

steht, wodurch sich der Kondensator über den Stromverbraucher *a* auflädt, jedoch in entgegengesetzter Richtung wie vorher beschrieben. Während der Schließung des Hauptstromes muß der Kondensator diese Ladung bewahren, darf also keine Leitfähigkeit besitzen. Wird nun der Schalter wieder geöffnet, so verstärkt im ersten Augenblicke der Entladungsstrom des Kondensators den Hauptstrom im Lichtbogen, und erst nach ungefähr $^3/_4$ Schwingungen seiner Welle schwächt er

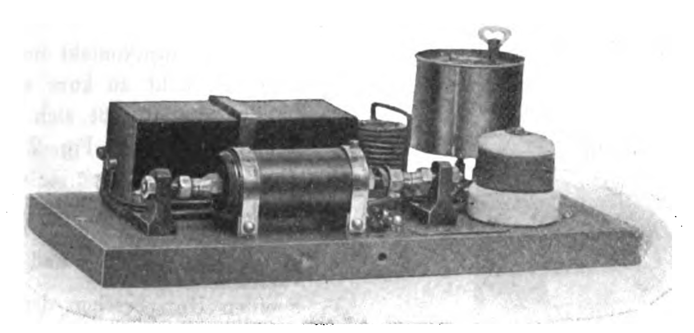


Fig. 4.

ihn und bewirkt die Unterbrechung. Es ist klar, daß dieses Verfahren in jeder Beziehung ungünstiger ist; erstens verliert der Kondensator durch Isolationsfehler einen Teil seiner Ladung, zweitens brennt der Lichtbogen um eine halbe Schwingungsdauer länger, und drittens besitzt infolge der Dämpfung des Löschkreises die zweite halbe Welle eine geringere Amplitude als die erste.

Bei den in der drahtlosen Telegraphie verwendeten Serienlöschfunkenstrecken (Lepelsche Plattenfunkenstrecke) darf auf die einzelne Funkenstrecke keine höhere Betriebsspannung als 1000 Volt entfallen; dieselbe Regel gilt auch hier. Hat man höhere Spannungen zu unterbrechen, so muß man eine Anzahl von Kontakten in Reihe legen. Entsteht die höhere Spannung erst bei der Unterbrechung durch Extrastrom, so kann der Schalter für den Löschstromstoß einfach sein (Fig. 5).

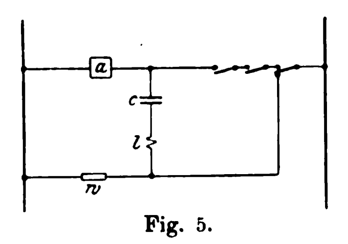



Fig. 5.

Einen derartigen Schalter, der sich als Einschlagunterbrecher für Funkeninduktoren eignet, zeigt Fig. 6.

In ähnlicher Weise lassen sich Schalter für hochgespannten Gleichstrom bauen.

Um sehr starke Ströme unterbrechen zu können, muß man, wie erwähnt, den Lichtbogen möglichst schnell nach seinem Entstehen löschen und bei möglichst kleinem Abstande der Elektroden. Ist der Schalter als Umschalter ausgeführt, so kann man in Anbetracht der Abnutzung usw. den freien Weg zwischen dem Hauptkontakt und dem Löschkontakt nicht zu kurz wählen. Diese Schwierigkeit läßt sich durch die Schaltung nach Fig. 7 umgehen.

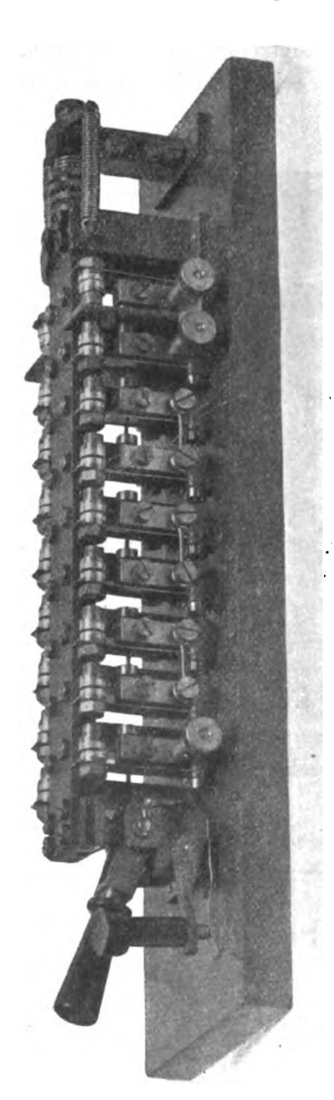


Fig. 6.

In derselben bedeutet:

$u$ den Hauptschalter und

$r$ einen Unterbrecher, der etwa 20 Stromstöße in der Sekunde liefert.

Wenn man nun den Schalter $u$ nicht allzu schnell öffnet, fällt mit Sicherheit ein Stromstoß auf eine sehr kleine Bogenlänge. Bei dieser Anordnung kann man, selbst mit Hilfe eines gewöhnlichen Hebelschalters, beträchtliche Ströme lichtbogenfrei ausschalten. Als Unterbrecher $r$ eignet sich ein kleiner Hammerunterbrecher oder eine Quecksilberturbine.

Es genügt natürlich, wenn der Unterbrecher $r$ nur während des Öffnungsvorganges arbeitet; man könnte also ohne Schwierigkeit einen Handschalter so bauen, daß er während des Herausreißens mittels einer Zahnradübersetzung einen solchen Unterbrecher treibt.

Es sei übrigens bemerkt, daß der Löschstromstoß dem Hauptschalter auch durch Koppelung mittels eines Hochfrequenztransformators

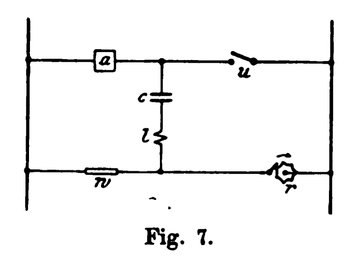


Fig. 7.

übergelagert werden kann. Dabei wird dem Schalter die Sekundärspule eines solchen Transformators in Reihe mit einem Blockkondensator parallel gelegt.

## Funkenloser Schalter.

Das eben beschriebene Verfahren bildet den Übergang zu einer Anordnung, die es erlaubt, einen Gleichstrom vollkommen funkenlos zu unterbrechen. Zu diesem Zwecke ist es erforderlich, den richtig bemessenen Löschstromstoß schon vor Öffnung der Hauptstromkontakte

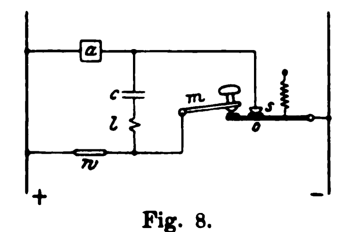


Fig. 8.

einzuleiten und nach $^1/_4$ Welle letztere schnell zu öffnen. Da in diesem Augenblicke die resultierende Stromstärke im Hauptschalter Null ist, kommt es überhaupt nicht zur Bildung eines Unterbrechungslichtbogens. Das Verfahren wäre ideal, wenn seine Ausführung nicht auf praktische Schwierigkeiten stoßen würde. Es ist nämlich nicht leicht, die kleine Phasendifferenz mechanisch zu definieren. Am besten gelang es mit einem Schalter nach Fig. 8.

Ein stählerner Hebel *o* wird durch eine Feder gegen den Hauptstromkontakt *s* gezogen; um den Strom zu unterbrechen, schlägt man

mit einem zweiten Hebel *m* auf ersteren und schließt dadurch den Löschstromkreis einen Augenblick früher als sich der Hauptkontakt öffnet.

## Die Quecksilberdampflampe als Unterbrecher.

Schon vor vielen Jahren hat Hewitt erkannt, daß die Quecksilberdampflampe eine ausgezeichnete Löschwirkung besitzt; Verfasser hat dieselbe im Jahre 1904[1]) zum Nachweise elektrischer Schwingungen benutzt und auch (wie später Boas) vorgeschlagen, sie als Unterbrecher für Funkeninduktoren zu verwenden.

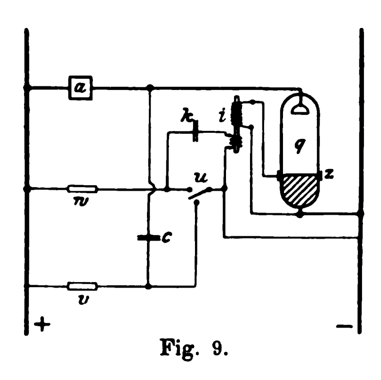


Fig. 9.

Um diesen Gedanken praktisch ausführen zu können, mußten Mittel gefunden werden, sowohl das Zünden der Lampe als auch das Löschen mit vollkommener Präzision erfolgen zu lassen. Für letzteres sind die oben erwähnten Schaltungen ohne weiteres geeignet. Das Zünden erfolgt unter Verwendung der von Hewitt angegebenen kapazitiven Zündelektrode (starting band).

Diese besteht (Fig. 9) aus einem Streifen Stanniol oder einem Stück Draht *z*, welcher um die Quecksilberlampe *q* in der Höhe der Quecksilberoberfläche herumgelegt wird. Bei guter Einstellung genügt auch die Spitze eines Drahtes zur Zündung. Die Zündelektrode erhält Spannung von einem kleinen Funkeninduktor *i* (es kann auch ein kleiner Teslatransformator sein), dessen Primärspule in Reihe mit einem Kondensator *k* und einem hohen Widerstande *w* an der Netzspannung

1) D. R. P. Nr. 212563, Quecksilberlampenrelais.

liegt. Wenn der Schalter $u$ nach oben gelegt wird, entlädt sich der Kondensator $k$ plötzlich über die Primärspule, und die Quecksilberlampe wird gezündet. Der durch den Stromverbraucher $a$ (Primärspule eines Induktors) gehende Strom muß nun durch die Quecksilberlampe fließen, wobei allerdings 14 Volt verloren gehen. Um den Strom zu unterbrechen, wird der Schalter $u$ nach unten gelegt, worauf sich der Kondensator $c$ über die Quecksilberlampe entlädt und dieselbe löscht.

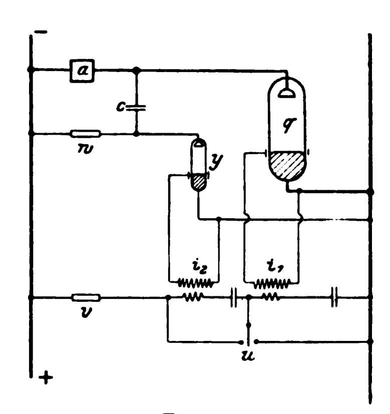



Fig. 10.

Bei größeren Leistungen und Unterbrechungszahlen von mehr als etwa 25 in der Sekunde läßt sich diese Schaltung nicht mehr gut anwenden, weil am Umschalter $u$, der als rotierender Kommutator auszubilden ist, störendes Feuern auftritt; es rührt von den durchgehenden Extrastromstößen des Induktors $a$ her. Vollkommen einwandfrei arbeitet eine symmetrische Schaltung[1]) nach Fig. 10.

Der Umschalter $u$ zündet mittels zweier kleiner Induktoren $i_1$ und $i_2$ abwechselnd die große Quecksilberlampe $q$ für den Hauptstrom und eine kleine Quecksilberlampe $y$, welche den Löschstromkreis schließt. Diese Schaltung hat noch den Vorteil, daß die Extrastromschwingung des Induktors, welche über den Kondensator $c$ und die Lampe $y$ geht, letztere bei ihrer ersten Rückkehr auslöscht und dadurch sofort vernichtet wird. Auf diese Weise wird auch die Um-

1) Sie rührt von meinem Assistenten, Herrn **Ernst Werndl**, her.

kehr des Sekundärstromes und das „verkehrte Röntgenlicht", welches die Röhren zerstört und unscharfe Bilder verursacht, verhindert.

Der Umschalter *u* wird als rotierender Kommutator gebaut und kann sehr klein gehalten werden, da er nur die sehr schwachen Ströme (wenige Milliampere) für die Zündinduktoren zu führen hat. Infolgedessen kann man ohne Schwierigkeit 1000 Unterbrechungen und mehr in der Sekunde erreichen und z. B. tönende Sender für drahtlose Telegraphie damit speisen. Der Morsetaster wird einfach in den Primärstrom des Zündinduktors $i_1$ gelegt.

Auf der Löschwirkung der Quecksilberlampe beruht auch ihre Benutzung als Wechselstromgleichrichter. Die beschriebenen Schaltungen gestatten ohne weiteres den Betrieb mit Wechselstrom, wenn man den Umschalter *u* von einem Synchronmotor oder einem Synchronrelais antreiben läßt. Die sonst erforderliche primäre oder sekundäre Gleichrichtung des Wechselstromes kann also wegfallen.

Durch die Anwendung der Quecksilberlampe ist es wohl zum erstenmal gelungen, auf mechanischem Wege regelbare hohe Funkenzahlen bei einer Leistung von einigen Kilowatt zu erreichen. Der Anwendung des Verfahrens in der weiteren Praxis steht leider die schlechte Transportfähigkeit der Quecksilberlampe im Wege; für Laboratoriumszwecke hingegen stellt sie einen idealen Unterbrecher dar, und vielleicht finden sich auch praktische Gebiete, auf denen sie durch andere Unterbrecher nicht ersetzt werden kann. Es ist z. B. ohne weiteres möglich, die Spannung, statt wie beim Funkeninduktor hinauf, hinunter zu transformieren, um Ströme von einigen hundert Ampere zu erhalten, wie sie für Punktschweißung benötigt werden.

## Zusammenfassung.

Für die Wirkungsweise des „Fizeauschen Kondensators" bei der Unterbrechung von Gleichstrom wird eine neue Erklärung gegeben und gezeigt, daß die Löschwirkung auf das Entstehen schneller Schwingungen im Kondensatorkreise zurückzuführen ist, wofür die günstigsten Bedingungen erörtert werden.

Neue vom Verfasser erfundene Verfahren zur Unterbrechung starker Ströme beruhen darauf, daß dem Unterbrechungslichtbogen ein durch Entladung eines Kondensators gewonnener Stromstoß in entgegengesetzter Richtung übergelagert wird, so daß der Hauptstrom im Bogen einen Augenblick lang zurückgedrängt und infolge der Lösch-

wirkung der Schalterelektroden dauernd unterbrochen wird. Da der Schaltweg nur Bruchteile eines Millimeters beträgt, ist das Verfahren insbesondere für Relais geeignet.

Schaltungen derselben Art gestatten, die Quecksilberdampflampe als Unterbrecher zu benutzen, der sich insbesondere zum Betriebe von Funkeninduktoren eignet und bis zu 1000 Unterbrechungen in der Sekunde liefert.

(Eingesandt 9. Juli 1914.)

Adresse des Autors: Berlin W., Heilbronner Str. 19.

---

# Referate.

**Otto Erich Günther**, Energie und Widerstand von Öffnungs- und Schließungsfunken in induktiven Stromkreisen; Funkenlöschung durch Kondensatoren (Ann. Phys. **42**, 94, 1913).

Verfasser gibt folgende Zusammenstellung der wichtigsten Resultate seiner Arbeit.

1. Es wird eine Methode angegeben, die Energie sehr kleiner Öffnungs- und Schließungsfunken direkt luftthermometrisch im absoluten Maße zu bestimmen.

2. Es wird ein Ausdruck abgeleitet, der es gestattet, die Energie von Schließungsfunken bei einer zur Funkenstrecke parallel geschalteten Kapazität aus den Stromkreis-Konstanten in Übereinstimmung mit den direkten luftthermometrischen Messungen zu berechnen. Die Energie ergibt sich als proportional der gesamten entladenen Kondensatorenergie, und diese erscheint immer derart auf den Funken und den Widerstand der Zuleitungen verteilt, daß man zur Annahme eines konstanten Funkenwiderstandes gelangt.

3. Für den Öffnungsfunken (ohne besondere Kapazität im Stromkreise) wird auf Grund oszillographischer Aufnahmen eine Formulierung des Verlaufs von Strom und Spannung an der Funkenstrecke und damit des Funkenwiderstandes als Funktion der Zeit gefunden.

Das führt zu einer Bestimmung der Gesamtenergie des Öffnungsfunkens aus den Konstanten des Stromkreises, ebenfalls übereinstimmend mit den luftthermometrischen Messungen.

4. Es wird die Veränderung, die die Energie des Öffnungsfunkens durch eine zur Funkenstrecke parallel geschaltete Kapazität erleidet, bestimmt. Auf Grund einer Vergleichung der direkten energetischen mit den oszillographischen Untersuchungen ergibt sich die Folgerung: Der gewöhnliche Öffnungsfunke ist bei Abwesenheit eines Kondensators und bei nicht zu rapider Stromöffnung als eine Lichtbogenentladung aufzufassen. Ein parallel zur Funkenstrecke geschalteter Kondensator unterdrückt das Zustandekommen eines Lichtbogens; dafür tritt schon bei sehr kleinen Kapazitäten eine reine Funkenentladung auf. Mit Hilfe dieser Anschauung findet sich ein Ausdruck, der es gestattet, für beliebigen Stromkreis angenähert die Kapazität zu berechnen, bei der der Öffnungsfunke gerade verschwindet.

5. Es wird eine einfache Beziehung zwischen Funkenenergie und Kontaktzerstörung aufgefunden: Eine plötzliche, sehr starke Widerstandserhöhung durch Oxydbildung am Kontakte tritt ein, wenn das Produkt aus Funkenzahl und Energie des einzelnen Funkens, also die insgesamt aufgewendete Funkenenergie, einen bestimmten Wert überschreitet.

6. Es werden die Beziehungen angegeben, nach denen die Berechnung der richtigen Dimensionen eines Kondensators erfolgen kann, der für beliebigen induktiven Schwachstromkreis die Funkenbildung am Kontakt unterdrückt.

(Eingesandt 15. September 1913.)

---

# Die Umkehrbarkeit der elektroakustischen Generatoren („Telephon-Summer“).

[Riversibilità dei generatori elettroacustici („Telefon-Summer“).]

Von **P. Barreca.**

Die elektroakustischen Generatoren (die man zweckmäßig kürzer „Phonoalternatoren“ nennen würde) bestehen bekanntlich aus einem Mikrophon und einem Telephonempfänger, die akustisch gekoppelt und

gleichzeitig durch einen kleinen Transformator verbunden sind. Versieht man sie mit zwei Resonanzröhren [1]), so liefern sie genügend reine und bestimmte Töne, d. h. Sinusströme ziemlich konstanter Schwingungszahl, die sich zwischen einigen Hundert und einigen Tausend regulieren läßt.

Es ist bisher noch nicht beobachtet worden, daß diese Generatoren umkehrbar sind, das heißt, daß sie, wenn man sie von den Wechselstromklemmen aus mit Telephonstrom speist, an den anderen Klemmen einen (dem Wechselstrom übergelagerten) Gleichstrom liefern. Da diese Anordnung bei manchen Versuchen von Nutzen sein könnte, will ich sie hier kurz andeuten:

Ich nahm einen Telephonstrom als ich in eine von einer gewöhnlichen 100 Volt-Dynamo gespeiste Leitung einen Kondensator von 7,5 MF. in Reihe schaltete. Dieser (infolge der Kommutierung im Kollektor) alternierende Strom speiste von den Wechselstromklemmen aus einen Phonoalternator, Type Larsen. Wenn ich nun dessen Röhren auf Resonanz einstellte, war in dem ganzen Saal der entsprechende Ton zu hören. Schaltete ich unter diesen Umständen parallel zu den Gleichstromklemmen ein Mikroamperemeter von 9,2 Ohm (Type Paul mit nur einer Angel), so ging dieses aus der Skala hinaus, und wenn ich mit ihm weitere 30 Ohm in Reihe schaltete, gab es 250 Mikroampere an.

Wenn ich die Länge der Röhren (die etwa 14 cm betrug) um ein bis zwei Millimeter veränderte, so war sogleich die Änderung der Galvanometerangabe zu bemerken; diese zeigte also die Resonanz deutlicher an, als das Ohr sie durch die Intensitätsabnahme zu beobachten vermochte. Positiv war die Klemme, die beim gewöhnlichen Gebrauch des Instrumentes, wenn sie mit dem positiven Batteriepol verbunden ist, die tieferen Töne liefert [2]).

Mit viel längeren oder viel kürzeren Röhren war ebenfalls ein gewisser geringer Gleichstrom abzulesen, dessen Richtung von Fall zu Fall verschieden war. Wenn ich die Röhre verschloß, die eine Abzweigung zum Mikrophon hin hat, so erhielt ich ebenfalls große Ausschläge, sogar bei Kraftstrom von 42 Perioden. Offenbar wurde dabei

1) A. Larsen, Elektrot. Ztschr. Heft 12, S. 284, 1911.

2) Beim gewöhnlichen Betriebe des Phonoalternators entspricht die Vertauschung der Batteriepole einer Phasenverschiebung des Stromes im Mikrophon um 180° gegen die Phase der Bewegungen seiner Membran.

die eingeschlossene Luft gezwungen, die gesamte mechanische Arbeit des Telephons energisch auf das Mikrophon zu übertragen.

Bekanntlich gibt es auch andere Mittel, Telephonströme teilweise gleichzurichten.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 15. Juli 1913.)

---

**Karl F. Lindman,** Über sekundäre elektrische Schwingungen. (Ann. d. Phys. **40,** 992—1022, 1913.)

Um die Wirkung zu erklären, welche ein im Strahlungsfelde eines Hertzschen Erregers befindlicher Resonator auf einen zweiten Resonator ausübt, nahm Righi an, daß ein Resonator unter der Einwirkung elektrischer Wellen sich selbst wie ein Oszillator verhält und „sekundäre Wellen" erzeugt. In einer früheren Arbeit (1902) hat Verf. mehrere Versuche beschrieben, welche diese Ansicht zu bestätigen scheinen. Zuerst wurde ein von Righi angegebener Versuch wiederholt. Zwei lineare Resonatoren $R_1$ und $R_2$ standen in der Nähe voneinander, wobei jener als Sekundärerreger und dieser als Meßresonator diente. Falls diese Leiter senkrecht zu dem stabförmigen Erreger und zu der Fortpflanzungsrichtung der primären Wellen orientiert waren, so übten sie im allgemeinen keine merkbare Wirkung aus. Wurde aber $R_1$ um etwa $45^0$ gegen $R_2$ geneigt, so gab das mit $R_2$ verbundene Galvanometer recht beträchtliche Ausschläge, welche mit wachsendem Abstande zwischen $R_1$ und $R_2$ jedoch schnell abnahmen. Die beiden in der Nähe voneinander befindlichen Leiter schienen also ein je nach ihrem gegenseitigen Abstande mehr oder weniger eng gekoppeltes System zu bilden, wobei $R_2$ durch $R_1$ induktiv erregt wurde. In derselben Arbeit hat Verf. unter anderem folgende Beobachtung beschrieben, die er auf eine Wirkung (oder Rückwirkung) der von einem linearen Resonator ausgehenden Sekundärstrahlung zurückführt. Als die Kurve der stehenden Wellen, die durch Reflexion an einem großen Metallspiegel erzeugt wurden, aufgenommen wurde, befand sich das erste Maximum der elektrischen Kraft nicht in der Mitte zwischen dem Spiegel und dem ersten Minimum von ihm, sondern bedeutend näher

am Spiegel. Diese Verschiebung des ersten Maximums konnte dadurch beseitigt werden, daß ein langer Metalldraht in der unmittelbaren Nähe des Resonators und parallel zu ihm angebracht wurde, sowie auch dadurch, daß dünne Platina- oder Eisendrähte in die beiden Hälften des Resonators eingeschaltet wurden (auch wenn der Resonator eine kreisförmige, nahezu geschlossene Form hatte, war die erwähnte Verschiebung bedeutend geringer, als wenn der Resonator geradlinig war).

In seiner neuen Arbeit hat Verf. die Eigenschaften der Sekundärwellen, insbesondere ihre Periode und Dämpfung, eingehender untersucht. Zuerst wurden die von dem primären und die von einem linearen sekundären Erreger durch Reflexion an einer Metallwand erzeugten stehenden Wellen untersucht. Es ergab sich, daß die Sekundärwellen viel schwächer gedämpft waren als die Primärwellen. Eine Reihe anderer Versuche wurden ausgeführt mit Benutzung zweier Resonatoren $R_1$ und $R_2$, deren Länge durch verschiebbare Röhren variiert werden konnte. Aus den auf verschiedene Weise erhaltenen Resonanzkurven konnte geschlossen werden, daß die Sekundärschwingungen ihre maximale Intensität und ihre minimale Dämpfung hatten, wenn Primär- und Sekundärerreger nahezu isochron waren.

Das Material des Sekundärerregers war von nicht unwesentlichem Einfluß. Es wurden Sekundärleiter aus dünnen Kupfer-, Eisen-, Platina- und Konstantandrähten untersucht. Im allgemeinen nahm die Intensität der Sekundärschwingungen mit der Leitfähigkeit zu, obwohl dieser Einfluß des Materials mit wachsender Dicke des Sekundärerregers bald abnahm. Der Einfluß der Leitfähigkeit auf die Schärfe der Resonanz war aber ziemlich gering im Verhältnis zu dem vom Widerstande bewirkten starken Herabsinken der Intensität. Ein Eisendraht gab als Sekundärerreger eine viel schwächere Wirkung als was seiner Leitfähigkeit entsprach, welches nur von der Magnetisierbarkeit des Eisens herrühren konnte.

Wenn der Sekundärerreger aus zwei parallelen, sehr nahe aneinander befindlichen und gleichlangen Metalldrähten bestand, wurde eine Resonanzkurve mit einem eindeutig bestimmten Maximum erhalten, das eine geringe Verschiebung der Eigenwellenlänge des Systems nach der Seite der längeren Wellen hin erkennen ließ. Wenn die beiden aneinandergekoppelten Leiter verschieden lang waren, wirkten sie mit je einer eigenen Periode; je enger die Koppelung war, um so mehr dominierte der längere Leiter.

Als Sekundärerreger wurde schließlich noch ein Leiter benutzt, der aus zwei vermittels eines geradlinigen Drahtes vereinigten Messingkugeln bestand. Es zeigte sich, daß die Schwingungen dieses Dipols schwächer gedämpft waren als die eines geradlinigen Leiters von derselben Periode. Mit Hilfe der Sekundärschwingungen konnte eine für die Eigenperiode eines Dipols theoretisch früher aufgestellte Formel sehr genau bestätigt werden.

(Eingesandt 20. Januar 1914.)

Adresse des Autors: Physik. Institut der Universität Helsingfors (Finnland).

## Mitteilungen aus der Praxis.

Wir entnehmen der Elektrot. Ztschr. Heft 44/45 folgenden Artikel:

**Der funkentelegraphische Verkehr Deutschland-Amerika.** Die Frankfurter Ztg. erhält von ihrem New Yorker Berichterstatter unter dem 13. September einige bemerkenswerte Mitteilungen über die Stellungnahme der amerikanischen Regierung zu den beiden deutschen Funkentelegraphenstationen in Tuckerton und Sayville in den Vereinigten Staaten, deren Betrieb nach Ausbruch des Krieges zunächst bekanntlich verboten worden war, wohl weil die Regierung befürchtete, sie würden Depeschen an deutsche Kriegsschiffe im Atlantischen Ozean weitergeben. Neuerdings haben diese Stationen den Betrieb wieder aufgenommen.

Die Station in Tuckerton, die mit der deutschen Station Eilvese Verbindung hat, wurde von vornherein geschlossen, weil man fand, daß sie überhaupt keine Konzession erwirkt hatte. Sie wird jetzt von der Regierung betrieben, da sich ein Streit über die Eigentümerschaft entwickelt hat[1]). Die Einkünfte sollen nach Abzug der Betriebskosten später derjenigen Partei ausgezahlt werden, welche in dem Prozeß obsiegt. Die Station Sayville wurde, nachdem sie kurze Zeit geschlossen war, unter Zensur gestellt. In beiden Stationen werden jetzt amtliche und Privatdepeschen befördert, auch solche in verabredeter Sprache, jedoch muß den Zensoren der Schlüssel dazu geliefert werden. Nebenbei kann man sagen, daß der Andrang von Depeschen ein außer-

1) Sie wurde von der Hochfrequenz-Maschinen A.-G. für Rechnung der Co. Universelle de Télégraphie et de Téléphonie sans fil errichtet, deren Aktien die Marconigruppe übernommen hat.

ordentlich großer ist, trotzdem die Gebühren 54 ct für das Wort über Tuckerton und 1 $ über Sayville betragen.

Es ist nicht recht einzusehen, warum Präsident Wilson dem Drängen unserer Feinde nachgab und die deutschen Funkentelegraphenstationen anders behandelte als die Kabel unserer Gegner, auf denen parteiische Depeschen und Lügen schlimmster Art anstandslos befördert werden durften[1]. Wenn die amerikanische Regierung jetzt eine veränderte Haltung eingenommen hat, so ist dies wohl auf das energische Vorgehen der Deutsch-Amerikaner und der Irländer zurückzuführen, welche darauf hingewiesen haben, daß die internationalen Verträge keineswegs derartige Maßnahmen geboten.

1) Der Krieg hat ein grelles Licht geworfen auf die durch unsinnige Beschuldigungen und unflätige Beschimpfungen erzeugte feindselige Stimmung gegen das friedliebende Deutschland in fast der ganzen Welt, auch in vielen neutralen Staaten. Es ist hier nicht der Ort auf diese Begleiterscheinung des von England angezettelten furchtbaren Völkergemetzels mit seinen Hekatomben von Menschenopfern und auf die tieferen Ursachen näher einzugehen; das ist von vielen, auch von mir, an a. O. geschehen. Im übrigen läßt die Wirksamkeit des unglaublichen erbärmlichen Lügenfeldzuges auf ein recht niedriges Geistesniveau schließen, und zwar nicht nur bei unseren Feinden, sondern auch bei denjenigen in den neutralen Ländern, die sich lieber mit ebenso albernen wie gemeinen Lügen füttern lassen, als daß sie die Wahrheit hören wollen. Eichhorn.

## Betrifft: Vollständige Liste der bis heute feststehenden Formel- und Einheitszeichen des „AEF".

Sonderabdruck aus „Elektrot. Ztschr." 1914, S. 1021.

(Eine Zusammenstellung der bisher festgestellten Sätze und Zeichen des AEF in Brieftaschengröße ist von der Geschäftsstelle des Elektrotechnischen Vereins zu beziehen.)

### An unsere Mitarbeiter!

Nach dem Abdruck der ersten vom Ausschuß für Einheiten und Formelzeichen (AEF) getroffenen endgültigen Festsetzungen von Formel- und Einheitszeichen in Heft 1, S. 1 der Elektrot. Ztschr. 1914 sind weitere endgültige Beschlüsse erfolgt, die auf S. 688 der Elektrot. Ztschr. 1914 abgedruckt wurden. Wir geben unter Weglassung aller vorläufig nur vorgeschlagenen oder zur Beratung stehenden Bezeichnungen nachstehend die erweiterte vollständige Liste der bis heute feststehenden Be-

zeichnungen und bitten unsere Mitarbeiter, sich dieser Zeichen im Interesse der allgemeinen Verständlichkeit ihrer Arbeiten, sowohl bei der Abfassung des Textes als auch bei der Beschriftung der Zeichnungen, bedienen zu wollen.

## Formelzeichen.

(Lateinische Kursiv- und griechische Buchstaben.)

| Größe | Zeichen |
|---|---|
| Länge | $l$ |
| Masse | $m$ |
| Zeit | $t$ |
| Halbmesser | $r$ |
| Durchmesser | $d$ |
| Wellenlänge | $\lambda$ |
| Fläche | $F$ |
| Körperinhalt, Volumen | $V$ |
| Winkel, Bogen | $\alpha, \beta, ..$ |
| Voreilwinkel, Phasenverschiebung | $\varphi$ |
| Geschwindigkeit | $v$ |
| Winkelgeschwindigkeit | $\omega$ |
| Umlaufzahl, Drehzahl (Zahl der Umdrehungen in der Zeiteinheit) | $n$ |
| Schwingungszahl in der Zeiteinheit | $n$ |
| Fallbeschleunigung | $g$ |
| Kraft | $P$ |
| Druck (Druckkraft durch Fläche) | $p$ |
| Elastizitätsmodul | $E$ |
| Arbeit | $A$ |
| Energie | $W$ |
| Moment einer Kraft | $M$ |
| Leistung | $N$ |
| Wirkungsgrad | $\eta$ |
| Trägheitsmoment | $J$ |
| Zentrifugalmoment | $C$ |
| Schubmodul | $G$ |
| Normalspannung | $\sigma$ |
| Spezifische Dehnung | $\varepsilon$ |
| Schubspannung | $\tau$ |
| Schiebung (Gleitung) | $\gamma$ |
| Spezifische Querzusammenziehung $\nu = 1/m$ ($m$ Poissonsche Zahl) | $\nu$ |
| Reibungszahl | $\mu$ |
| Widerstandszahl für Flüssigkeitsströmung | $\zeta$ |
| Temperatur, absolute | $T$ |
| Temperatur, vom Eispunkt aus | $t$ |
| Temperatur (wenn in einer Formel mit der „Zeit“ zusammentreffend [1]) | $\vartheta$ |
| Wärmemenge | $Q$ |
| Mechanisches Wärmeäquivalent | $J$ |
| Entropie | $S$ |
| Spezifische Wärme | $c$ |
| Spezifische Wärme bei konstantem Druck | $c_p$ |
| Spezifische Wärme bei konstantem Volumen | $c_v$ |
| Wärmeausdehnungskoeffizient | $\alpha$ |
| Verdampfungswärme | $r$ |
| Heizwert | $H$ |
| Brechungsquotient | $n$ |
| Hauptbrennweite | $f$ |
| Lichtstärke | $J$ |
| Magnetisierungsstärke | $\mathfrak{J}$ |
| Stärke des magnetischen Feldes | $\mathfrak{H}$ |
| Magnetische Dichte (Induktion) | $\mathfrak{B}$ |
| Magnetische Durchlässigkeit (Permeabilität) | $\mu$ |
| Magnetische Aufnahmefähigkeit (Suszeptibilität) | $\varkappa$ |
| Elektromotorische Kraft | $E$ |
| Stromstärke, elektrische | $I$ |
| Widerstand, elektrischer | $R$ |
| Elektrizitätsmenge | $Q$ |
| Induktivität (Selbstinduktionskoeffizient) | $L$ |
| Elektrische Kapazität | $C$ |

1) Die Internationale Elektrotechnische Kommission hat diese Festsetzung dahin erweitert, daß die absolute Temperatur mit $\Theta$, die Celsiustemperatur mit $\vartheta$ bezeichnet wird.

## Zeichen für Maßeinheiten.

**(Gerade lateinische Buchstaben.)**

| Einheit | Zeichen |
|---|---|
| Meter | m |
| Kilometer | km |
| Dezimeter | dm |
| Zentimeter | cm |
| Millimeter | mm |
| Mikron | μ |
| Ar | a |
| Hektar | ha |
| Quadratmeter | $m^2$ |
| Quadratkilometer | $km^2$ |
| Quadratdezimeter | $dm^2$ |
| Quadratzentimeter | $cm^2$ |
| Quadratmillimeter | $mm^2$ |
| Liter | l |
| Hektoliter | hl |
| Deziliter | dl |
| Zentiliter | cl |
| Milliliter | ml |
| Kubikmeter | $m^3$ |
| Kubikdezimeter | $dm^3$ |
| Kubikzentimeter | $cm^3$ |
| Kubikmillimeter | $mm^3$ |
| Tonne | t |
| Gramm | g |
| Kilogramm | kg |
| Dezigramm | dg |

| Einheit | Zeichen |
|---|---|
| Zentigramm | cg |
| Milligramm | mg |
| Stunde | h |
| Minute | m |
| Minute, alleinstehend | min[1]) |
| Sekunde | s |
| Uhrzeit: Zeichen erhöht.[2]) | |
| Celsiusgrad | ° |
| Kalorie | cal |
| Kilokalorie | kcal |
| Ampere | A |
| Volt | V |
| Ohm | Ω |
| Siemens | S |
| Coulomb | C |
| Joule | J |
| Watt | W |
| Farad | F |
| Henry | H |
| Milliampere | mA |
| Kilowatt | kW |
| Megawatt | *M*W |
| Mikrofarad | μF |
| Megohm | *M*Ω |
| Kilovoltampere | kVA |
| Amperestunde | Ah |
| Kilowattstunde | kWh |

Sodann ist als Bezeichnung der Einheit der Leistung an Stelle der Pferdestärke (PS)[1]) sowohl bei der mechanischen als auch der elektrischen Leistung das Kilowatt angenommen worden. Um Mißverständnissen vorzubeugen, ist in allen Fällen, wo es sich nicht um wirkliche Stromerzeugung oder Stromaufnahme handelt, ein bezüglicher Zusatz erforderlich, so z. B. bei einer Wasserturbine mit Dynamo, deren Leistung vor der Dynamo gemessen wird, der Zusatz „Leistung an der Turbinenwelle" 2500 kW.

Es ist genau zu beachten, daß die Einheitszeichen nur in Verbindung mit Zahlen, nicht aber in Formeln angewandt werden, also z. B. „die Länge beträgt 500 m". In Formeln wird die Einheit, in der ihre Werte gemessen

1) Zum Beispiel: 650 Umdr/min.

2) Zum Beispiel: $12^h\ 23^m$ = 12 Uhr 23 Minuten: 12 h 23 m = 12 Stunden 23 Minuten.

werden, entweder mit dem vollen oder dem abgekürzten Namen der Einheit angegeben, also z. B. $E_1 = 4{,}44 \cdot \nu \cdot N_1 \cdot \Phi_1 \cdot 10^{-8}$ Volt,

oder
$$J = \frac{D_m \cdot 6840 \cdot M \cdot K}{\Phi \cdot p \cdot Z \cdot \sin 2\alpha} \text{ Amp.}$$

1) 1 PS = 0,736 kW. 1 EP (engl.) = 0,746 kW.

# Patentschau.

Von **H. Eales.**

Das D. R. P. Nr. 276842 der Aktiengesellschaft Brown, Boveri & Co. in Baden (Schweiz) betrifft ein Verfahren zur Frequenzvermehrung von Wechselströmen durch Hintereinanderschaltung mehrerer aus zwei Gleichrichtern und einem Spannungsteiler bestehenden Systemen. Bei der bisher üblichen Schaltung war das Verfahren zur Frequenzvermehrung aber sehr unwirtschaftlich; denn wenn man sich den mittels der Gleichrichterkombination erzeugten Wellenstrom zerlegt denkt in einen Gleichstrom konstanter Größe und einen übergelagerten Wechselstrom, so erkennt man, daß nur jeweils der übergelagerte Wechselstrom nutzbar gemacht wird, während der Gleichstrom verloren geht. Nach dem durch D. R. P. 276842 geschützten Verfahren soll jedoch auch der Gleichtrom nutzbar gemacht werden, und zwar dadurch, daß der Wellenstrom mittels Kondensatoren und Drosselspulen in seine Komponenten zerlegt wird. Durch geeignete Bemessung der Transformatoren wird erreicht, daß die aus den Wellenströmen verschiedener Frequenz ausgeschiedenen Gleichströme sämtlich einem einzigen Verbraucher bzw. Verbrauchsnetz zugeführt werden können.

Fig. 1 zeigt eine diesem Zwecke dienende Schaltung, wobei die aus den Wellenströmen gewnonenen Gleichströme hintereinander geschaltet werden, während nach Fig. 2 die Gleichströme parallel geschaltet werden.

In Fig. 1 wird der primäre Wechselstrom in der Maschine *WM* erzeugt und der Primärwickelung des Transformators $T_1$ zugeführt,

an dessen Sekundärwickelung in bekannter Schaltweise die beiden Gleichrichter $G_1$ angeschlossen sind, während die Mitte der Sekundärwickelung bei $a$ eine Anzapfung besitzt. An den Vereinigungspunkt $b$ der Gleichrichterableitungen ist nun einerseits ein Kondensator $C_1$, andererseits eine Drosselspule $D_1$ angeschlossen, Apparate, durch die der erzeugte

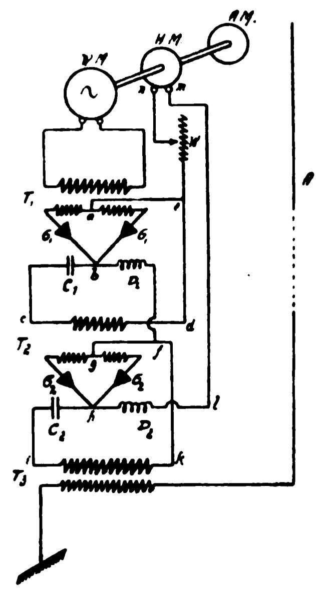


Fig. 1.

Wellenstrom in der gewünschten Weise zerlegt wird; denn der Kondensator läßt nur Wechselstrom hindurchtreten, die Drosselspule hingegen nur Gleichstrom. Der Wechselstrom, der wie erwähnt doppelte Frequenz besitzt, wird nun in gleicher Weise wie der Primärwechselstrom dem Transformator $T_2$ zugeführt und durch die Gleichrichter $G_2$ in Wellenstrom verwandelt, der wieder mittels Kondensator $C_2$ und Drosselspule $D_2$ in Wechselstrom doppelter Frequenz und Gleichstrom umgewandelt wird. In der Figur ist die Frequenzvermehrung nicht weitergetrieben, sondern der Wechselstrom, welcher in $C_2$ aus dem Wellenstrom ausgeschieden ist, speist hier über den Transformator $T_3$

unmittelbar den Verbrauchsapparat, z. B. die Antenne *A*. In der Figur bestehen also außer dem Primärkreis und dem Stromkreis mit der höchsten Frequenz zwei Wechselstromkreise, nämlich $a$, $G_1$, $b$, $C_1$, $d$, $e$, $a$ und $g$, $G_2$, $h$, $C_2$, $i$, $k$, $f$, $g$. Da, wie erwähnt, in Fig. 1 die mittels der Drosselspulen ausgeschiedenen Gleichströme hintereinander geschaltet werden, so ergibt sich ein Gleichstromkreis mit dem Ver-

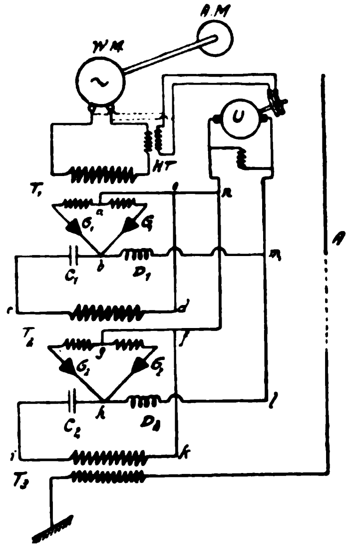


Fig. 2.

lauf $a$, $G_1$, $b$, $D_1$, $f$, $g$, $G_2$, $h$, $D_2$, $l$, $m$, $HM$, $n$, $W$, $e$, $a$. Hierbei sind die Übersetzungsverhältnisse der Transformatoren $T_1$, $T_2$ usw. so zu bemessen, daß sie sämtlich gleiche Sekundärströme liefern.

Sollen die mittels der Drosselspulen ausgeschiedenen Gleichströme parallel geschaltet werden, so müssen die Transformatoren $T_1$, $T_2$ usw. auf gleiche Sekundärspannung übersetzen. Diese Anordnung ist in Fig. 2 dargestellt, nach welcher die Gleichströme an den Punkten $m$, $n$ parallel geschaltet sind; die beiden Gleichstromkreise sind hier $n$, $e$, $a$, $G_1$, $b$, $D_1$, $m$, $U$, $n$ und $n$, $f$, $g$, $G_2$, $h$, $D_2$, $l$, $m$, $U$, $n$. Ob die Reihen- oder die Parallelschaltung der Gleichströme zweckmäßiger ist, hängt von der jeweiligen Verwendungsart derselben ab und muß von Fall

zu Fall entschieden werden. Bei mehr als drei Frequenzstufen ist natürlich auch eine gemischte Schaltung der Gleichströme möglich.

Der Gleichstrom kann beliebigen Verbrauchern oder aber, wie die Figuren zeigen, dem Primärkreis wieder zugeführt werden. In diesem Fall braucht der Antriebsmotor *AM* nur die Energie für die höchste entnommene Frequenz sowie für die Deckung der Verluste zu liefern. Nach Fig. 1 wird der Gleichstrom über den Regulierwiderstand *W* dem Hilfsmotor *HM* zugeleitet, der mit der Primärmaschine *WM* auf der gleichen Welle sitzt. Nach Fig. 2 speist der Gleichstrom einen

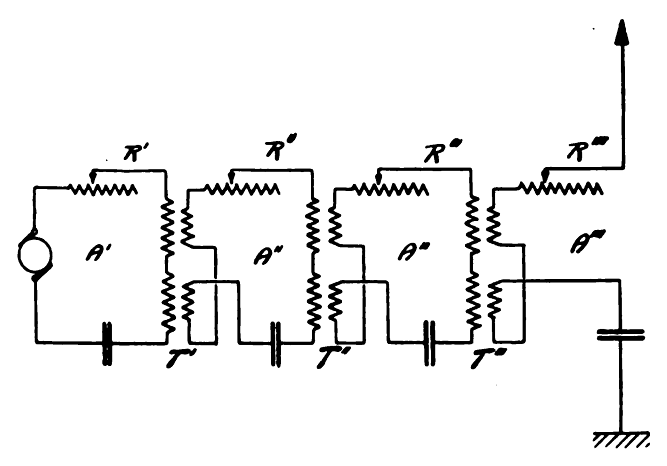


Fig. 3.

Einankerumformer *U*, der seinen Wechselstrom unmittelbar (gestrichelte Leitung) oder über einen Hilfstransformator *HT* an den Primärkreis abgibt. In letzterem Falle braucht auch die Maschine *WM* nur für die gleiche Leistung wie der Antriebsmotor, nämlich die Leistung der höchsten Frequenz sowie die Verlustleistung, bemessen zu sein.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin hat sich durch D. R. P. 276854 ein Verfahren zum Abstimmen von Hochfrequenzkreisen, deren Frequenz vermittelst dynamischer oder statischer Frequenzsteigerungseinrichtungen erhöht werden soll, bzw. solcher Kreise, die selbst zur Frequenzsteigerung dienen, schützen lassen. Das Verfahren besteht darin, daß, wie aus Fig. 3 ersichtlich

ist, in den abzustimmenden Kreisen $A'$, $A''$, $A'''$, $A''''$ einer als Beispiel dienenden Hochfrequenzerzeugungsanlage mit den in Kaskade geschalteten statischen Frequenztransformatoren $T'$, $T''$, $T'''$ Ohmsche Widerstände $R'$, $R''$, $R'''$, $R''''$ o. dgl. vorgesehen sind, die mit Annäherung an die Resonanzlage verkleinert und bei Erreichung derselben aus den Schwingungskreisen durch Kurzschluß oder sonstwie entfernt werden.

Diese Maßnahme hat sich nach vielen Versuchen als sehr wirksam und vorteilhaft erwiesen. Beim Arbeiten mit Schwingungskreisen der vorerwähnten Art erfordert es nämlich große Geschicklichkeit, und ist es sehr zeitraubend, die Schwingungskreise abzustimmen. Der Grund hierfür ist in der Enge der Resonanzgebiete einerseits und andererseits in dem Umstande zu erblicken, daß, wie bei der dargestellten Kaskadenschaltung ohne weiteres einleuchtet, die einzelnen Schwingungskreise in innigster Weise, noch dazu über Eisen, miteinander verbunden sind und hierdurch störende Wirkungen von Kreis zu Kreis auftreten, die um so störender sind, je weiter man noch bei sonst gleichen Verhältnissen von der Resonanzanlage in einem Schwingungskreis entfernt ist. Diese Schwierigkeiten werden durch die Erfindung behoben, und man kann nunmehr, indem man bei vergleichsweise großen Widerständen zunächst roh und dann mit stufenweise verkleinerten Widerständen, der zunehmenden Schärfe entsprechend, die Resonanzlage genauer ermittelt, die Abstimmung ohne besonderes Geschick und in kürzester Zeit vornehmen.

Das D. R. P. 275448 der C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin betrifft ein Verfahren zur Frequenzumwandlung durch ruhende Transformatoren mit Eisenkern und Hilfssättigung durch Gleichstrom. Nach D. R. P. 275448 soll nun die Hilfssättigung so bemessen werden, daß die diese Hilfssättigung über- und unterschreitenden Maximalwerte der magnetischen Wechselinduktion sich verhalten wie 1 zu 1,8 oder annähernd wie diese Werte; hierdurch wird bezweckt, die günstigsten Bedingungen für die Erzeugung eines Stromes doppelter Frequenz zu erhalten, so daß die Kurve doppelter Frequenz neben einer möglichst großen Amplitude auch eine möglichst reine Form besitzt. Für den Fall, daß ein gegenüber dem umzuwandelnden Strom langsam veränderlicher Strom (beispielsweise von der Frequenz eines musikalischen Tones) zur Erzeugung der Hilfssättigung Verwendung findet, soll der Maximalwert des letzteren auf das genannte günstigste Verhältnis der Maximalwerte der Wechselstrominduktion eingestellt werden. Für den

Fall endlich, daß die Hilfserregung zum Zwecke der drahtlosen Telephonie durch ein Mikrophon beeinflußt wird, soll der Widerstand des Mikrophons derart gewählt werden, daß der Maximalwert des Hilfsstromes den günstigsten Wert hat.

Das D.R.P. 279963 schützt eine Erfindung von Dr. Bruno Glatzel, ein Verfahren zur Erzeugung von Wechselströmen, insbe-

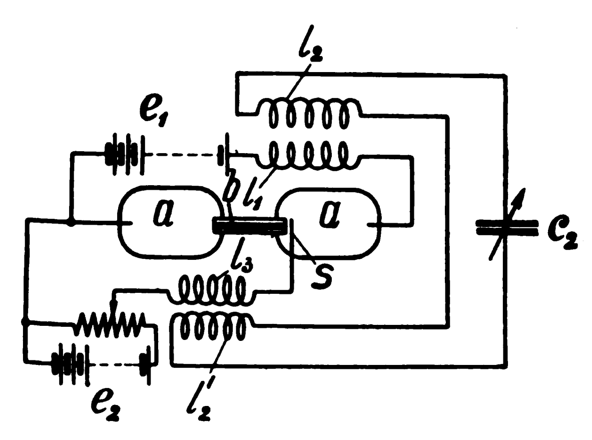



Fig. 4.

sondere von Hochfrequenzströmen. Hierbei wird eine Entladungsröhre mit in den Weg der Entladung eingeschalteter Kapillaren benutzt, welche an wenigstens einem ihrer Enden mit einer Sonde versehen ist, und zwar in einer nach dem bekannten Mikrophon-Telephonsummerprinzip arbeitenden Schaltung. Fig. 4 zeigt diese Schaltung; in dieser bedeutet *a a* die Entladungsröhre mit der Kapillare *b* und *s* die Sonde, die den Schwingungsvorgang steuert.

Dr. R. Goldschmidt in Berlin hat sich durch D.R.P. 277326 ein Verfahren zur Verbesserung von Horizontalantennen schützen lassen; es besteht darin, daß durch Verteilung von Drosselspulen *b b* (Fig. 5) und Kondensatoren *a a* auf der Strecke eine Hebung und eine für die Strahlung möglichst günstige Verteilung des Potentials (siehe Kurve *c* in Fig. 5) über die Länge mit einem Maximum nach den Enden zu erzielt wird. Am günstigsten soll eine solche Verteilung der Abstimmittel sein, daß das Potentialmaximum ungefähr zwischen zwei

Punkten entsteht, die ein Sechstel der gesamten Antennenlänge von den Erdungspunkten entfernt sind.

Das D. R. P. 277718 der Signal-Gesellschaft m. b. H. in Kiel betrifft eine radiotelegraphische Station zum Verkehr mit Luftfahr-

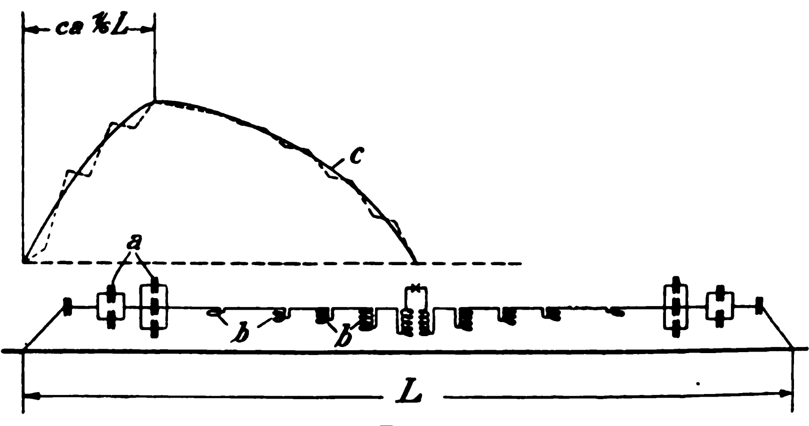
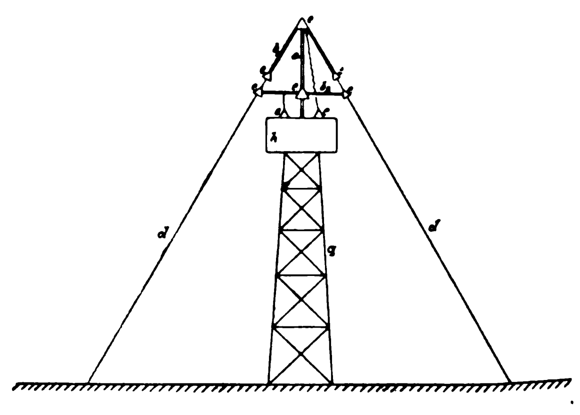


Fig. 5.


Fig. 6.

zeugen, insbesondere Flugzeugen. Sie ist in Fig. 6 dargestellt, und zwar bestehen die Kennzeichen darin, daß das gesamte in seinen Abmessungen den Luftfahrzeugstationen ähnelnde Luftleitergebilde ($b_1$ $b_2$)

auf besonderen, vorzugsweise turmartigen Aufbauten ($g$) um das Mehrfache seiner eigenen Höhe über dem Erdboden angeordnet ist; hierdurch soll ermöglicht werden, daß die für den Verkehr mit Luftfahrzeugen besonders geeigneten elektrischen Dimensionen (kurze Wellenlängen) auch auf den festen Landstationen angewendet und die schädlichen Einflüsse zwischen dem Luftfahrzeug und der Station liegender Bodenhindernisse vermindert werden können.

Um atmosphärische Störungen auf Empfangsstationen zu vermeiden, soll nach dem D.R.P. 276351 von Dr. Max Mosskowski in Berlin-Wilmersdorf und Alwin Löwenthal in Charlottenburg der Luftleiter in allen seinen durch atmosphärische Ladung beeinflußbaren Teilen mittels radioaktiver Stoffe an Luft gelegt werden. Die dem Radium eigentümliche, an sich bekannte, auch schon für Anstriche von Flächen behufs Einwirkung auf die Atmosphäre benutzte Wirkung ruft eine Leitfähigkeit der Luft hervor, welche den gesamten Luftleiter stets auf gleicher Spannung mit seiner Umgebung erhält, und zwar selbsttätig.

Eine Empfangseinrichtung für drahtlose Telegraphie auf motorisch angetriebenen Luftfahrzeugen betrifft das D.R.P. 276606 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Bei drahtlosen Stationen auf motorisch angetriebenen Luftfahrzeugen üben die Ströme, die zur Zündung des explosiven Gemisches im Motor benutzt werden, auf die Empfangseinrichtung störende Wirkungen aus, so daß das Empfangen drahtloser Nachrichten dadurch beeinträchtigt wird. Nach D.R.P. 276606 wird dieser Nachteil dadurch beseitigt, daß in die Empfangseinrichtung ein Unterbrecher eingeschaltet ist, der derart gesteuert wird, daß der Empfangskreis stets geöffnet wird, wenn der Zündstrom im Motor auftritt. Ein Ausführungsbeispiel der Erfindung ist in Fig. 7 schematisch dargestellt. Der Zündnocken I hebt in der gezeichneten Stellung die Feder 2 gegen den Kontaktstift 3 und schließt dadurch den Zündstromkreis 4, so daß an der Kerze 5 der Zündfunke übertreten kann. Bei der weiteren Drehung des Nockens gibt dieser die Feder 2 frei, so daß sie hinunterschnellt. Dadurch drückt sie die Feder 6 gegen den Kontaktstift 7, wodurch der Empfangskreis 8 geschlossen wird, der mit der Antenne 9 gekoppelt ist. Sobald der nächste Nocken die Zündfeder 2 wieder anhebt, kann die Feder 6 wieder aufwärts schnellen, wodurch der Empfangskreis wieder geöffnet wird.

Das D.R.P. 276934 schützt eine Erfindung von Dr. Bruno

Glatzel, eine Anordnung zur Aufnahme von Telegraphierzeichen eines tönenden Senders. Benutzt man bei Empfangsstationen für drahtlose Telegraphie zur Erhöhung der Energie der ankommenden Zeichen trägheitslose Verstärkungsapparate (Relais), wie z. B. die Liebensche Röhre, so muß man bei einer derartigen Anordnung stets den Nachteil mit in Kauf nehmen, daß außer den normalen Telegraphenzeichen stets auch Störungsimpulse, wie sie z. B. Gewitter hervorrufen, in gleicher Weise verstärkt werden, so daß hierdurch ein sicherer Emp-

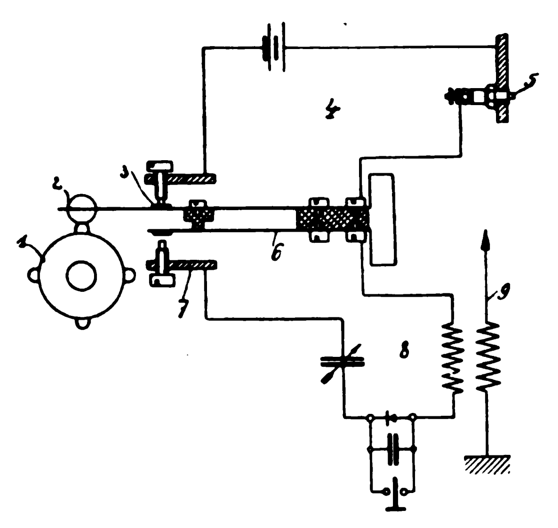


Fig. 7.

fang der Telegramme unmöglich gemacht wird. An dieser Tatsache scheitert die praktische Verwendung eines derartigen Verstärkungsapparates, welcher an und für sich den erheblichen Vorteil bietet, daß man an Stelle des Hörempfanges Schreibempfang anwenden kann. Durch die Anordnung nach D. R. P. 276934 wird nun bezweckt, den oben erwähnten Mangel zu beseitigen und für den eigentlichen Empfang die Störungszeichen unschädlich zu machen. Dies wird dadurch erreicht, daß man die Energie der ankommenden Zeichen, gleichgültig, ob Telegramm- oder Störungszeichen, durch den trägheitslosen Verstärkungsapparat erhöht und dann ein Resonanzrelais einschaltet, welches

die Telegraphierzeichen des tönenden Senders heraussiebt. Prinzipiell wäre natürlich möglich und ist ja tatsächlich auch schon oft versucht worden, lediglich Resonanzrelais zum Verstärken und Heraussieben der Zeichen zu verwenden, jedoch scheiterten alle diese Versuche daran, daß die zur Betätigung der Resonanzrelais vorhandene Empfangsenergie äußerst gering war und infolgedessen das Resonanzrelais so empfindlich gebaut werden mußte, daß von Betriebssicherheit überhaupt keine Rede mehr war. Infolgedessen sind auch alle derartigen Anordnungen in der Praxis wieder verlassen worden. Die hier angegebene Kombination, welche dadurch gekennzeichnet ist, daß das Resonanzrelais hinter dem trägheitslosen Verstärkungsapparat eingeschaltet wird, bietet dagegen den großen Vorteil, daß man mit Rücksicht auf die nach der ersten Verstärkung vorhandene größere Energie das Resonanzrelais erheblich kräftiger bauen kann, so daß es vollkommen einwandfrei arbeitet und so eine betriebssichere Verwendung gestattet, daß man auf beliebige Entfernungen Schreibempfang mit dem Morseapparat ausführen kann.

Aage S. M. Sörensen in Berlin und H. Morris-Airey in Newcastle on Tyne, Engl., haben sich durch D. R. P. 277726 ein Verfahren zur Verbesserung des telegraphischen Empfanges mit Lichtschreiber schützen lassen. Für gegebene Sender und Empfangsstationen ist die Reichweite bei gegebener Telegraphiergeschwindigkeit oder umgekehrt bei gegebener Reichweite die Telegraphiergeschwindigkeit von der Sendeenergie abhängig. Eine Verbesserung in der Empfindlichkeit der Empfangsapparate bedeutet also bei gegebener Sendeenergie gesteigerte Reichweite oder Telegraphiergeschwindigkeit. Zum Schreibempfang wird man oft, besonders in der drahtlosen Telegraphie, photographisch registrierende Apparate benutzen. Die Empfindlichkeit ist durch die Lichtquelle begrenzt. Wird nämlich, wie bei Reichweitenvergrößerung, der Empfangsstrom schwächer, werden die zu registrierenden Ausschläge kleiner; man muß also stärker vergrößern. Wird die Telegraphiergeschwindigkeit vergrößert, so wird die Expositionszeit kürzer. In beiden Fällen muß man also stärker belichten, bis schließlich die Lichtquelle nicht länger ausreicht. Gemäß D. R. P. 277726 wird jedoch die Empfindlichkeit weit über diese Grenze hinaus gesteigert. Wird nämlich ein derartig unterbelichtetes Photogramm gemacht — gleichgültig ob durch verstärkte Vergrößerung oder vergrößerte Geschwindigkeit verursacht —, so zeigt sich nach Entwickelung die Registrierkurve beispielsweise als eine kaum erkennbare weiße Linie auf einen ganz schwachgrauen Untergrund. Wird

nun dieses Photogramm unfixiert einer zweiten Belichtung ausgesetzt, so wirkt es als ein Negativ, und nach einer nochmaligen Entwickelung tritt die Registrierkurve tiefschwarz auf einem fast weißen Hintergrund hervor, denn der von der ersten Belichtung schon vorhandene schwachgraue Silberniederschlag schützt die dahinter liegenden Partikel gegen die Wirkung der zweiten Belichtung. Das Photogramm erleidet also eine gleichzeitige Umkehrung und Verstärkung. Es ist wohl aus der photographischen Technik bereits bekannt, daß bei einer zweiten Belichtung eine Umkehrung des Bildes stattfindet. Diese Methode hat aber bis jetzt keine Anwendung gefunden; da nämlich bei der zweiten Belichtung die weißen Stellen des ersten Bildes stark exponiert werden, während alle anderen mehr oder weniger grauen Stellen bei einer angemessenen zweiten Belichtung so ziemlich zurückbleiben, so wird das zweite Bild bedeutend kontrastreicher als das erste, die Lichtschattierungen werden also unrichtig wiedergegeben, was für ein gewöhnliches Bild ein Nachteil ist. Wenn das Bild aber, wie ein Photogramm, aus einer weißen Kurve auf schwarzem Grund oder umgekehrt) besteht, so bedeutet eine Kontrasterhöhung eine Verstärkung und für den Registrierapparat erhöhte Empfindlichkeit. Die Erfindung findet sinngemäß Anwendung bei Aufnahmen mit Oszillograph, Spektrograph und ähnlichen Apparaten. Für die Erfindung selbst ist es natürlich ohne Bedeutung, ob das Verfahren nachträglich zur Ausführung kommt oder eine dazu dienende Vorrichtung in den Registrierapparat eingebaut wird.

(Eingesandt 1. Dezember 1914.)

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

## Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

**Max Planck**, Dynamische und statistische Gesetzmäßigkeit. Verlag Johann Ambrosius Barth, Leipzig. M. 1.—

**Gustav von Sensel**, Elektrizität und Optik, behandelt vom Standpunkte der Elektronentheorie. Verlag Alfred Hölder, Wien 1913.

**L. Graetz** (Herausgeber), Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Band III, Lieferung 1. Verlag Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1914. M. 7.20

(Eingesandt 15. Dezember 1914.)

---

## Literaturverzeichnis.

**Alexanderson, E. F. W.**, Proc. Inst. Radio Eng. 2 (2), 137, 1914. Dielectric hysteresis at radio frequencies.

**Athorpe, W. H.**, Electrician 74, 111, 1914. Note on an improvement in the Einthoven string galvanometer.

**Austin, L. W.**, Proc. Inst. Radio Eng. 2 (2), 131, 1914. The effect of a parallel condenser in the receiving antenna (vergl. Jahrbuch 8, 524, 1914).

**Balsillie, J. G.**, Electrician 74, 70, 170, 1914. The Balsillie system of wireless telegraphy as employed in the radiotelegraph stations of the Commonwealth of Australia.

**Devik, Olaf**, Ann. Phys. 45, 941, 1914. Die Fortpflanzung elektrischer Schwingungen durch Gasmassen als störender Faktor bei Versuchen an Kathodenstrahlen.

**Duschnitz, B.**, Helios 20 (Nr. 45), 529, 1914. Die Verfahren zur Erforschung des Erdinnern mittels Elektrizität.

**Edser, Edwin**, Phil. Mag. Nr. 166 (Vol. 28), 508, 1914. The reflexion of electromagnetic waves at the surface of a moving mirror.

**Fleming, J. A.**, Electrician 74, 152, 1914. On atmosphere refraction and its bearing on the transmission of electromagnetic waves round the earth's surface.

— Nature (London) Nr. 2351, S. 320, 1914. The function of the earth in radio-telegraphy.

**Hogan jr., John L.**, Electr. World Nr. 18, S. 853, 1914. The Goldschmidt Transatlantic Radio Station.

**Hupka, E.**, s. Lindemann, R.

**Lindemann, R.** u. **Hupka, E.,** Verh. D. Phys. Ges. **16,** 881, 1914. Theorie der Lieben-Röhre mit einem Beitrag zur Frage nach der Trägheit von Gasentladungen.

**Marriott, Robert H.,** Proc. Inst. Radio Eng. **2** (2), 165, 1914. Specifications for steamship radio equipment.

**Mercer, F.,** Electrician **74,** 216, 1914. Some investigations on the arc as a generator of high-frequency oscillations.

**Naumann, Oskar,** E. u. M. Heft 44, 1913. Beiträge zur Theorie des Resonanztransformators.

**Rüdenberg, Reinhold,** Elektrot. u. Maschinenb. **32,** 729, 1914. Entstehung und Verlauf elektrischer Sprungwellen.

**Slepian, L.,** Ann. Phys. **45,** 861, 1914. Die Induktion in den Dielektrika, die sich im magnetischen Feld bewegen.

**Uller, Karl,** Verh. D. Phys. Ges. **16,** 875, 1914. Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen.

(Eingesandt 15. Dezember 1914.)

Band 9. Heft 4.



# Jahrbuch
der
# drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit
von

Prof. M. Abraham (Mailand), Chefingenieur Graf v. Arco (Berlin), Dr. L. W. Austin (Washington), Prof. A. Blondel (Paris), Prof. Ferdinand Braun (Straßburg), Reg.-Rat H. Eales (Groß-Lichterfelde), Dr. A. Esau (Berlin-Charlottenburg), Prof. J. A. Fleming (London), Dr. Lee de Forest (New York), Prof. Josef von Geitler (Czernowitz), Prof. Leo Graetz (München), Ingenieur W. Hahnemann (Kiel), Postrat O. Jentsch (Erfurt), Prof. L. Mandelstam (Straßburg i. E.), Dr. Guglielmo Marconi (London), Dr. Eugen Nesper (Berlin), Prof. J. W. Nicholson (Cambridge), Ingenieur Dr. Valdemar Poulsen (Kopenhagen), Dr. phil. Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg (Berlin), Prof. Augusto Righi (Bologna), Ingenieur Dr. J. S. Sachs (Frankfurt a. M.), Leut. Thor Thörnblad (Stockholm), Prof. C. Tissot (Paris), Prof. Max Wien (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung
von
**Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben
von
**Dr. Gustav Eichhorn**
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1915.

*Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.*



*Ausgegeben im März 1915.*

# Inhalt.



Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

// Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 9. 1915. Heft 4.

# Die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine in der Selbsterregungsschaltung.

Von **Dr.-Ing. Ludwig Kühn.**

In einer beachtenswerten Abhandlung hat Macku[1]) das in der Goldschmidtschen Hochfrequenzmaschine auftretende Reflexionsprinzip analytisch untersucht und ist zu dem Schlusse gekommen, daß die Amplituden der verschiedenen Kreisströme — auch bei völliger Resonanz aller Kreise — mit zunehmender Frequenz theoretisch stets abnehmen infolge der Dämpfungswiderstände, daß dagegen praktische Gleichheit aller Ströme geradzahliger Kreise untereinander und mit dem doppelten Werte des erregenden Gleichstromes besteht — wobei alle Ströme ungeradzahliger Kreise praktisch gleich Null bleiben — sobald der jeden Kreis charakterisierende Quotient: $\frac{2 R_\lambda}{\omega \lambda M}$ gegen die Einheit vernachlässigbar bleibt.

Die praktische Erfahrung hat gezeigt, daß stets mit einem unter Umständen nicht unwesentlichen Amplitudenabfall zu rechnen ist, da einmal bei niedrigen Frequenzen der Nenner $\omega \lambda M$, die Wechselreaktanz infolge Kleinheit von $\lambda$ klein wird, während zum anderen in Kreisen hoher Frequenz der Zähler $R_\lambda$, der fast ausschließlich durch die Eisenummagnetisierungsarbeit bedingte Dämpfungswiderstand eben infolge der hohen Frequenzen stark gestiegen ist.

Macku zeigt dann, daß theoretisch auch eine Amplitudenzunahme mit steigender Frequenz möglich ist durch die Maßnahme einer steten Verringerung von Kreis zu Kreis des Wechselinduktionskoeffizienten $M$. Praktisch ist dieser Vorschlag bei einer Maschine mit nur einem Rotor und einem Stator nur im letzten Kreis realisierbar.

1) Jahrb. 5, 5—14.

Man schaltet nämlich jenen nicht sofort, sondern über einen Transformator auf die Antenne, welcher auf Strom transformiert.

Ist in diesem Falle das Stromumsetzungsverhältnis

$$\frac{\text{Sekundärer Strom}}{\text{Primärer Strom}} = u$$

so sind bei gleicher Energieabgabe, wie im Falle fehlenden Transformators, sämtliche Kreisströme — Konstanz aller $R_\lambda$ vorausgesetzt — auf einen $u$mal kleineren Wert einzustellen, was durch Verringerung des erregenden Gleichstromes auf den $u$ten Teil geschieht.

Je mehr es nun darauf ankommt, mit einem möglichsten Minimum an Gleichstromerregung auszukommen bei gleicher Energieabgabe — am Schlusse soll auf diese Fälle eingegangen werden — um so mehr tritt gegenüber jener Transformationsmethode das Bedürfnis nach einem weittragenderen Verfahren hervor, da der Konstruktion eines rationellen Transformators mit zunehmend größer werdendem Übersetzungsverhältnis gerade bei Hochfrequenz durch Streuung und Ökonomie gar bald eine praktische Grenze gezogen ist.

Eine solche Methode ist die der Selbsterregungsschaltung, welche die Einstellung jeder beliebig kleinen Erregung innerhalb weitester Grenzen gestattet und dies bei gleichbleibender, beliebiger Antennenenergie.

Die analytische Ableitung der elektrophysikalischen Erscheinungen in einer zur Selbsterregung geschalteten Goldschmidtschen Maschine geschehe in einer speziellen, und zwar vektoriellen Form, welche die Gleichungsanzahl des für die verschiedenen Ströme resultierenden Gleichungssystems gegenüber der sonst allgemein üblichen trigonometrischen oder komplexen Formulierung auf die Hälfte reduziert und damit eine durchwegs durchsichtige und kurze Analyse gestattet.

Die theoretischen Grundbeziehungen dieser Vektorrechnung sind folgende: Jede reine periodische Größe kann, wie hinreichend bekannt, trigonometrisch dargestellt werden durch die Zeitfunktion:

$$a = A \sin [\omega t + \varphi] \tag{1}$$

Während $A$ den Maximalwert, die Amplitude der Schwingung und $\omega$ die Frequenz bedeutet, stellt der Winkel $\varphi$ die „Phase“ dar, in der sich der Schwingungsvorgang befindet gegenüber der „Normalphase“, gegeben durch die reine Sinusfunktion: sin $\omega t$.

Die so definierte periodische Größe sei nun vektoriell gegeben durch die Vektorgleichung:

$$\dot{a} = A j_\omega{}^\varphi \tag{2}$$

Sie hat die Form eines „Vektoroperators“, dessen absoluter Betrag,

„Tensor“ gleich $A$ ist, während die Phase $\varphi$, die der mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega$ rotierende Vektor mit der „Normalphase“ im positiven Sinne der Drehrichtung einschließt, durch den „Versor“ $j^{\varphi}$ gegeben ist. Danach ist die Normalphase selbst gegeben durch den Einheitsoperator $j^0$.

Die graphische Darstellung des Operators $A j^{\varphi}$ zu irgendeinem beliebigen Zeitmoment, z. B. $t = 0$, im Polardiagramm (Fig. 1) führt zu folgenden Beziehungen:

$$A j^{\varphi} = A\,[\cos\varphi + j^{\frac{\pi}{2}} \sin\varphi] \tag{3}$$

oder

$$j^{\varphi} = \cos\varphi + j^{\frac{\pi}{2}} \sin\varphi \tag{3a}$$

Hieraus folgt sofort:

$$\begin{aligned} j^0 &= 1 \\ j^{\pi} &= -1 \end{aligned} \tag{4}$$

Die Summe zweier Operatoren ergibt einen neuen Operator, dessen Tensor und Versor sich auf folgende Weise bestimmt.

$$A_1 j^{\varphi_1} + A_2 j^{\varphi_2} = A_3 j^{\varphi_3}$$

oder nach Gleichung (3):

$$A_1 (\cos\varphi_1 + j^{\frac{\pi}{2}} \sin\varphi_1) + A_2 (\cos\varphi_2 + j^{\frac{\pi}{2}} \sin\varphi_2) = A_3 (\cos\varphi_3 + j^{\frac{\pi}{2}} \sin\varphi_3)$$

Also:

$$\begin{aligned} A_1 \cos\varphi_1 + A_2 \cos\varphi_2 &= A_3 \cos\varphi_3 \\ A_1 \sin\varphi_1 + A_2 \sin\varphi_2 &= A_3 \sin\varphi_3 \end{aligned}$$

Durch Quaddrieren und Addition beider Gleichungen erhält man:

$$A_3 = \sqrt{A_1{}^2 + A_2{}^2 + 2\,A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \tag{5}$$

Der Versor folgt aus der Division obiger beider Gleichungen zu:

$$\varphi_3 = \operatorname{arctg} \frac{A_1 \sin\varphi_1 + A_2 \sin\varphi_2}{A_1 \cos\varphi_1 + A_2 \cos\varphi_2} \tag{6}$$

Die Darstellung der Impedanz eines Wechselstromkreises in vektorieller Form führt zum „Impedanzoperator“ wie folgt.

Wenn in einem mit Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität in Serie ausgerüsteten Kreise ein Wechselstrom fließt, der das Zeitgesetz $\tilde{i} = \tilde{J} \sin\omega t$ befolgt, so sind die verschiedenen Spannungsabfälle:

$$E_R = \tilde{i} \cdot R = \tilde{J} \cdot R \sin\omega t$$

$$E_L = \frac{d\tilde{i}}{dt} \cdot L = \tilde{J} \omega L \cos\omega t$$

$$E_C = \int \tilde{i}\, dt \cdot \frac{1}{C} = -\tilde{J} \frac{1}{\omega C} \cos\omega t$$

Die Totalspannung:

$$\dot{E}_{\text{total}} = \dot{E}_R + \dot{E}_L + \dot{E}_C$$

wird somit gleich:

$$\widetilde{J}\left[R \sin \omega t + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) \cos \omega t\right]$$

oder vektoriell:

$$\dot{E}_{\text{total}} = \widetilde{J}\left[R + j^{\frac{\pi}{2}}\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)\right]$$

Schließlich wird der Impedanzoperator $\frac{\dot{E}_{\text{total}}}{\widetilde{J}}$:

$$K = R + j^{\frac{\pi}{2}}\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) \qquad (7)$$

Die Phase von $\dot{E}_{\text{total}}$ wird nach Gleichung (6) gleich:

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \qquad (8)$$

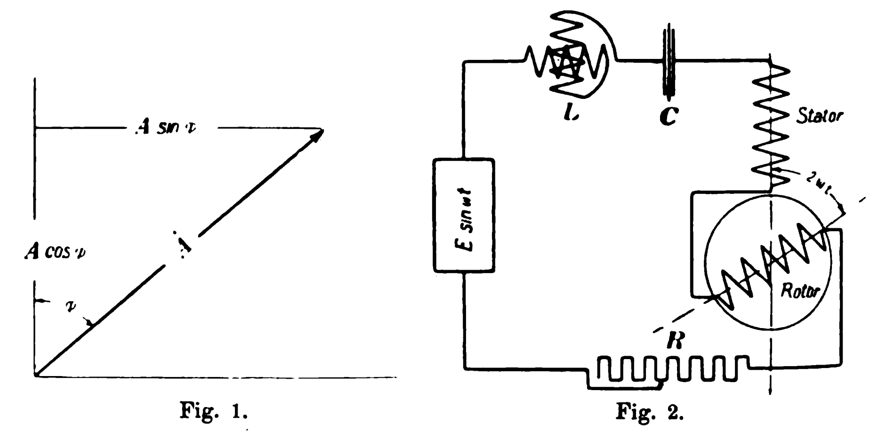



Fig. 1. Fig. 2.

Nach diesen grundlegenden Beziehungen kann auf die Theorie der Selbsterregung eingegangen werden. Der nächste Abschnitt wird sich mit dem Prinzip der Erscheinung zu befassen haben, ohne auf die die Ableitung komplizierende Maßnahme der Frequenzerhöhung durch Reflexion vermittels mehrerer Schwingungskreise einzugehen. Es sei somit fürs erste nur ein Schwingungskreis vorhanden, der den Arbeits- und Erregerkreis zugleich darstellt.

In Fig. 2 ist die entsprechende Schaltung angegeben. Der Hochfrequenzgenerator, dessen auf Rotor und Stator gleichmäßig fein ver-

teilte einphasige Wirkung in Serie geschaltet ist, liegt über Abstimmittel $L$ und $C$ und den variablen Arbeitswiderstand $R$ an der Spannung: $E \sin \omega t$. Der Generator drehe sich mit solcher Tourenzahl, daß seine elektrische Winkelgeschwindigkeit gleich $2\omega$ sei.

Der Kreis sei auf die Frequenz $\omega$ abgestimmt, und zwar so, daß durch passende Wahl der Abstimmung resp. des Verhältnisses der totalen Selbstinduktion und des Dämpfungswiderstandes, sich praktisch nur ein Strom von der Frequenz $\omega$ auszubilden vermag.

Der Impedanzoperator $K$ wird dann nach der schon früher abgeleiteten Gleichung (7) gleich $R$, während die Phase $\varphi = 0$ wird, sobald $L$ und $C$ die gesamte Kreis-Selbstinduktion resp. -kapazität bedeutet.

Es läßt sich dann sofort die Differentialgleichung des im Kreise herrschenden Spannungszustandes anschreiben zu:

$$E = R \cdot \dot{J} + 2\,M \frac{d}{dt} \dot{J} \cos 2\,\omega\, t \tag{9}$$

wenn $2\,M \cos 2\,\omega\, t$ die totale Wechselinduktion des Generators darstellt.

Bedenkt man jetzt, daß

$$\dot{J} = J j^{\Theta} = J \sin(\omega\, t + \Theta)$$

wo $\Theta$ die „Phase“ des Stromes gegen die „oberste Tatsache“ $E$ bedeutet, so wird

$$2\,M \frac{d}{dt} \dot{J} \cos 2\,\omega\, t$$

da $\sin(\alpha + \beta) \cos 2\,\alpha = \frac{1}{2}[\sin(3\,\alpha + \beta) - \sin(\alpha - \beta)]$ gleich:

$$M \frac{d}{dt} J [\sin(3\,\omega\, t + \Theta) - \sin(\omega\, t - \Theta)]$$

Es tritt also im Generator neben der Grundfrequenz $\omega$ noch eine EMK. von der dreifachen Frequenz auf. Nach Maßnahme der Abstimmung kann jene EMK. keinen Strom ausbilden, sie kann also für die weitere Ausführung außer acht gelassen werden.

Es bleibt also für den zweiten Addenten der Gleichung (9) der Ausdruck:

$$- M \frac{d}{dt} J \sin(\omega\, t - \Theta) =$$
$$- \omega\, M J \cos(\omega\, t - \Theta)$$

Oder in vektorieller Schreibweise:

$$- \omega\, M J j^{\frac{\pi}{2} - \Theta}$$

wofür zu setzen ist, da $j^{\frac{\pi}{2} - \Theta} = j^{\frac{\pi}{2} + \Theta - 2\Theta}$:

$$- \omega\, M \dot{J} j^{\frac{\pi}{2} - 2\Theta}$$

Dies endlich in Gleichung (9) eingesetzt, gibt:

$$E = \dot{J}\left[R - \omega M j^{\frac{\pi}{2} - 2\Theta}\right] \tag{10}$$

Sei nun $\Delta = \dfrac{R}{\omega M}$ und $\xi = \dfrac{E}{\omega M}$, so lautet der dem Strom darstellende Operator:

$$\dot{J} = \frac{\xi}{\Delta - j^{\frac{\pi}{2} - 2\Theta}} \tag{11}$$

Durch diese Vektorgleichung ist der Ausgleichszustand eindeutig bestimmt und es ist sofort ersichtlich, daß der Absolutwert des Stromes ein Maximum wird, wenn

$$\Delta = j^{\frac{\pi}{2} - 2\Theta}$$

Wird nach früherem $\Delta = \Delta j^0$ gesetzt, so kann nach bekanntem Gesetze der Vektoranalysis diese Gleichung nur dann zu Recht bestehen, wenn die Tensoren einerseits und die Versoren andererseits untereinander gleich sind, das heißt, wenn $\Delta = 1$, also $R = \omega M$ und $\dfrac{\pi}{2} - 2\Theta = 0$, also $\Theta = 45^0$. Der Strom erreicht hierbei den natürlich nur theoretischen Maximalwert $\infty$; es tritt Selbsterregung ad infinitum ein.

Der Absolutwert $J$ des Stromes folgt aus Gleichung (5) zu:

$$J = \xi\left[\frac{1}{1 + \Delta^2 - 2\Delta \sin 2\Theta}\right]^{1/2} \tag{12}$$

Seine Phase bestimmt sich nach Gleichung (6) und der Beziehung:

$$0 = \frac{\Delta \sin \Theta - \cos \Theta}{\Delta \cos \Theta - \sin \Theta}$$

zu:

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{1}{\Delta} = \frac{\omega M}{R} \tag{13}$$

Da nun:

$$\sin \Theta = \frac{\frac{1}{\Delta}}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\Delta}\right)^2}}$$

und:

$$\cos \Theta = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\Delta}\right)^2}}$$

wird:
$$\sin 2\Theta = \frac{\frac{2}{\varDelta}}{1 + \left(\frac{1}{\varDelta}\right)^2}$$

Dies in Gleichung (12) eingesetzt gibt:

$$J = \xi \left[\frac{1}{1 + \varDelta^2 - \frac{4}{1 + \left(\frac{1}{\varDelta}\right)^2}}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{14}$$

Somit ist durch Gleichung (13) und (14) der Strom nach Wert und Phase bestimmt.

Als Generator I zur Erzeugung der Spannung $E$ kann jeder Wechselstrom- resp. Hochfrequenzgenerator fungieren, z. B. auch ein Poulsen-Lichtbogengenerator.

Praktisch näherliegend ist jedoch die Anwendung wiederum einer Wechselstrommaschine mit einer Eigenperiode von etwa $5—7,5 \times 10^3$.

Unter der Annahme einer solchen soll die weitere Ableitung vor sich gehen.

Es sei ihre Wechselinduktion $m_{\mathrm{I}} = M_{\mathrm{I}} \cos \omega t$, dementsprechend tritt an Stelle von $M$ nunmehr $M_{\mathrm{II}}$. Die Erregerstromstärke sei $\bar{J}$. Sodann wird die EMK. der Maschine I, solange durch genügend hohe Selbstinduktion in deren Erregerkreis jede Rückwirkung ausgeschlossen ist, abgesehen vom Vorzeichen

$$E = \omega M_{\mathrm{I}} \bar{J}$$

Dies in Gleichung eingesetzt und, wenn $\frac{M_{\mathrm{I}}}{M_{\mathrm{II}}} = f$ gesetzt wird, gibt

$$J = f \cdot \dot{J} \cdot \left[\frac{1}{1 + \varDelta^2 - \frac{4}{1 + \left(\frac{1}{\varDelta}\right)^2}}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{15}$$

Es ist schließlich die Frage zu ventilieren: „Unter welchen Umständen tritt überhaupt Selbsterregung ein?“

Unter Selbsterregung sei ganz allgemein jener Zustand verstanden, welcher in dem Kreise einen stärkeren Strom bedingt, als jenen, der in ihm bei gleichen Belastungsverhältnissen fließen würde, jedoch bei fehlender die Selbsterregung bedingenden Maßnahme.

Würde nämlich Generator II stillstehen oder durch eine gleiche, feste Selbstinduktion und gleichen Widerstand ersetzt sein, während

Generator I mit $\bar{J}$ erregt und der Winkelgeschwindigkeit $\omega$ laufen würde, so würde im Kreise ein Strom fließen:

$$J' = \frac{E}{R} = \frac{\omega M_{\mathrm{I}} \bar{J}}{R}$$

oder schließlich, da $M_{\mathrm{I}} = f M_{\mathrm{II}}$ und $\frac{\omega M_{\mathrm{II}}}{R} = \frac{1}{\Delta}$

$$J' = \frac{f \bar{J}}{\Delta}$$

In Zusammenhang mit Gleichung (15) tritt bei mit $2\omega$ rotierendem Generator II Selbsterregung, entsprechend der soeben dafür gegebenen Definition, dann ein, wenn die Beziehung gilt:

$$\left[1 + \Delta_2 - \frac{4}{1 + \left(\frac{1}{\Delta}\right)^2}\right]^{\frac{1}{2}} < \Delta \tag{16}$$

Diese Ungleichung zur Gleichung gemacht ergibt jenen Wert von $\Delta$, von welchem ab bei wachsendem $\Delta$ Selbsterregung eintritt.

Die Auswertung dieser Gleichung gibt für $\Delta$ den „kritischen" Wert 0,577.

Während bei $\Delta = 0$ $J = f\bar{J}$ wäre — $J'$ dagegen gleich $\infty$ — wird für $\Delta = 0{,}577$ $J = J'$, sodann wächst $J$ bis zum Werte $\infty$ für $\Delta = 1$. Mit weiter wachsendem $\Delta$ nimmt die Selbsterregung wieder mehr und mehr ab, um erst bei $\Delta = \infty$ wieder zu verschwinden.

Fig. 3.

In Fig. 3 ist das Verhalten bei wachsendem $\Delta$ von $J$ und $J'$ graphisch aufgetragen.

Zur Erläuterung des bisherigen möge das Polardiagramm konstruiert werden unter folgenden Annahmen:

1. $\omega M_{\mathrm{II}} = 5$.
2. $M_{\mathrm{I}} = M_{\mathrm{II}}$ also $f = 1$.

3. $\bar{J} = 10$ Amp. also: $\omega M_I f \bar{J} = 50$ Volt
4. $\Delta = 0$; 0,2; 0,4 bis 2,0.

Die Konstruktion des Polardiagramms fordert nun nichts anderes, als die graphische Darstellung der Vektorgleichung:

$$E = J\left[R - \omega M_{II} j^{\frac{\pi}{2} - 2\Theta}\right]$$

oder:

$$E = J\left[R j^{\Theta} - \omega M_{II} j^{\frac{\pi}{2} - \Theta}\right]$$

wo:

$$J = f \cdot \bar{J} \cdot \left[\frac{1}{1 + \Delta^2 - \frac{4}{1 + \left(\frac{1}{\Delta}\right)^2}}\right]^{\frac{1}{2}}$$

und

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{1}{\Delta}$$

Sämtliche zur Konstruktion des Diagramms notwendigen Werte, nach obigen Gleichungen berechnet, sind in folgender Tabelle eingetragen.

| $\Delta$ | $R$ | $J$ | $tg\ \Theta$ | $\Theta$ | $\frac{\pi}{2} - \Theta$ | $R J$ | $\omega M_{II} J$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | 0 | 10 | ∞ | 90° | 0 | 0 | 50 |
| 0,2 | 1 | 10,6 | 5 | 78° 40′ | 11° 20′ | 10,2 | 53 |
| 0,4 | 2 | 12,8 | 2,5 | 68° 10′ | 21° 50′ | 25,6 | 64 |
| 0,6 | 3 | 18,4 | 1,66 | 59° 10′ | 30° 50′ | 55,2 | 92 |
| 0,8 | 4 | 35,5 | 1,25 | 51° 20′ | 38° 40′ | 142,0 | 177,5 |
| 1,0 | 5 | ∞ | 1 | 45° | 45° | ∞ | ∞ |
| 1,2 | 6 | 35,4 | 0,833 | 39° 50′ | 50° 10′ | 212,4 | 177 |
| 1,4 | 7 | 17,85 | 0,714 | 35° 30′ | 54° 30′ | 124,9 | 89,2 |
| 1,6 | 8 | 12,15 | 0,625 | 32° | 58° | 97,2 | 60,8 |
| 1,8 | 9 | 9,16 | 0,555 | 29° 10′ | 60° 50′ | 82,4 | 45,8 |
| 2,0 | 10 | 7,37 | 0,500 | 26° 30′ | 63° 30′ | 73,7 | 36,9 |

In Fig. 4 sind endlich die Diagramme für die verschiedenen Belastungsfälle konstruiert. Aus dieser Konstruktion geht hervor, daß für $\Delta = 0$ bis 1 für $J$ das negative, für $\Delta = 1$ bis $\infty$ das positive Vorzeichen der Wurzel zu nehmen ist.

## Der Goldschmidtsche Reflexionsgenerator in der Selbsterregungsschaltung.

An den Klemmen des nach der bisher besprochenen Maßnahme zur Selbsterregung geschalteten Generators II sei nun eine gewisse

Anzahl resonanzfähiger Kreise angelegt (Fig. 5), und zwar seien jene mit der Maschinenselbstinduktion auf die Frequenzen, wie sie sich aus dem als bekannt vorausgesetzten Reflexionsprinzip ergeben: $3\omega t$, $5\omega t$, $7\omega t$ usw. abgestimmt.

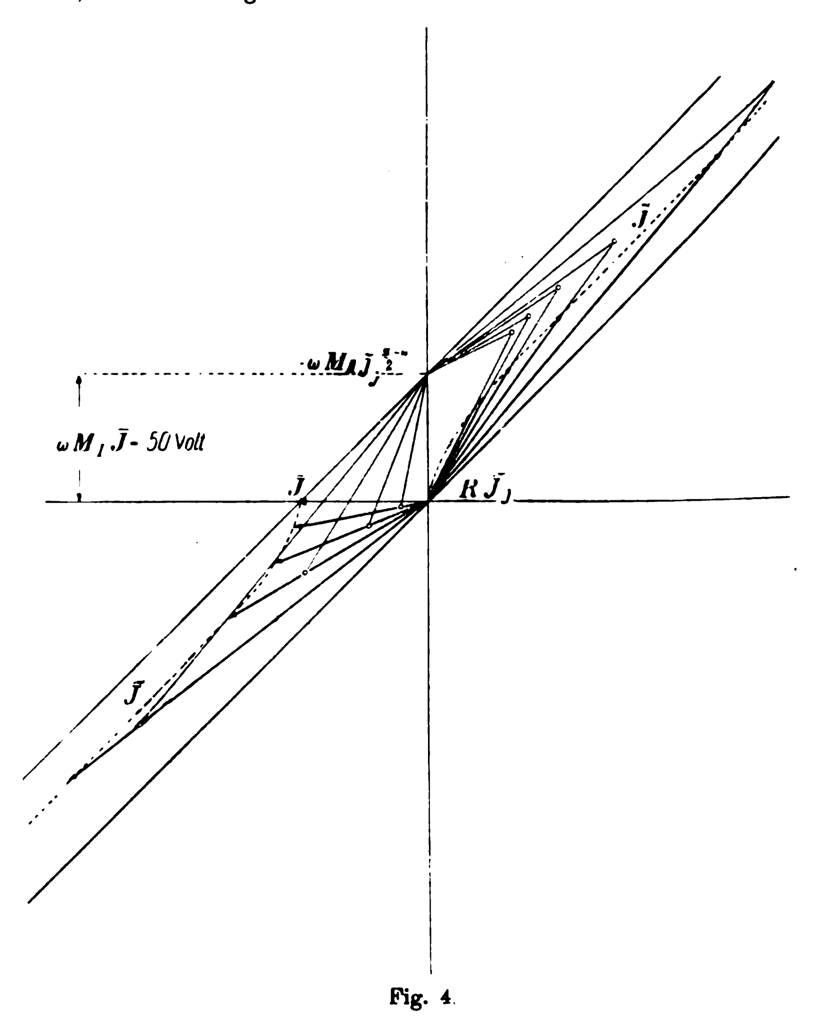



Fig. 4.

Die Abstimmung sei wiederum so getroffen, daß in jedem Kreise praktisch nur ein Strom solcher Frequenz fließe, auf welche der Kreis eben abgestimmt ist.

Die Zahl sämtlicher Kreise sei $\mu$ einschließlich des Kreises mit der Grundfrequenz $\omega$. Dann ist die Frequenz des letzten, also Antennenkreises gleich $[2\mu - 1]\,\omega$. Die oberste Tatsache des ganzen Vorganges sei wieder die EMK. des Generators I, also die normalphasige Spannung $E_\omega$.

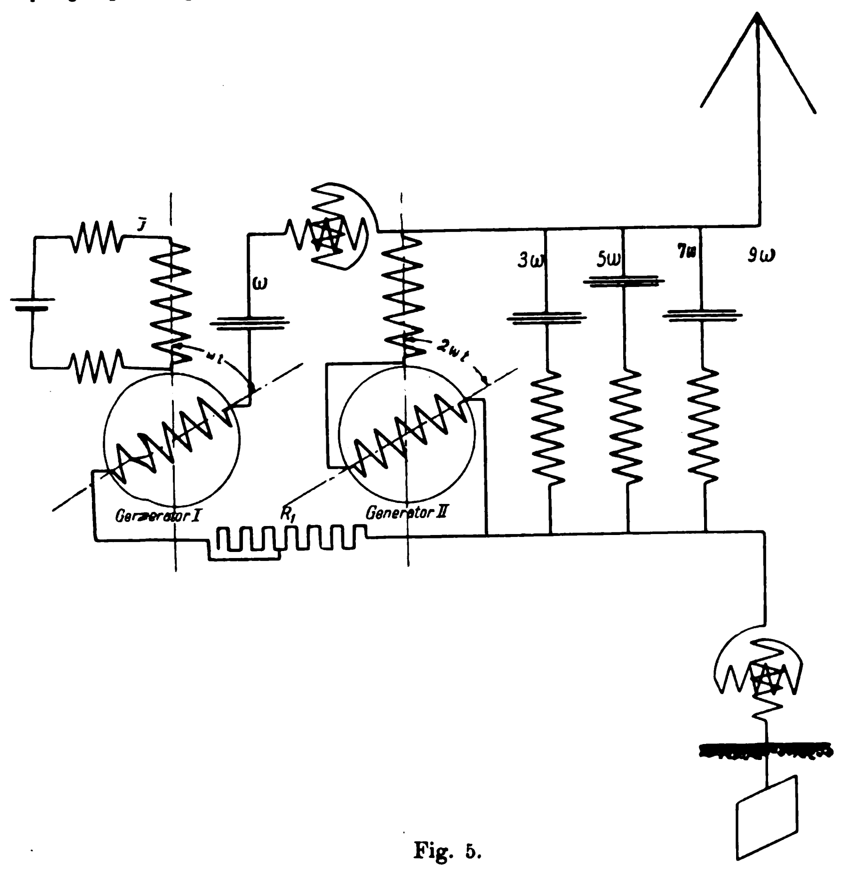



Fig. 5.

Der in der Wickelung des Generators II fließende Wechselstrom läßt sich darstellen durch eine Fourriersche Reihe in vektorieller Form:

$$J = J_1 j^{\Theta_1} + J_3 j^{\Theta_3} + J_5 j^{\Theta_5} \ldots + J_{2\mu-1} j^{\Theta_{2\mu-1}} \qquad (17)$$

oder:

$$J = \sum_{1,3,5\ldots}^{2\mu-1} J_\lambda j^{\Theta_\lambda} = \sum_{1,3,5\ldots}^{2\mu-1} \dot{J} \qquad (17\,a)$$

Die Differenzialgleichung für das Gleichgewicht sämtlicher auftretender Spannungen lautet, da wieder sämtliche Impedanzoperatoren $K_\lambda = R_\lambda$ werden infolge erfüllter Resonanzbedingung:

$$E = R_\lambda \sum_{1,3,5\ldots}^{2\mu-1} \dot{J}_\lambda + \frac{2 M_{II} \, d}{d t} \sum_{1,3,5\ldots}^{2\mu-1} \dot{J}_\lambda \cos 2\omega t \qquad (18)$$

Die Entwickelung des zweiten Addenten der rechten Seite geschieht nun in folgender Weise:

da: $\sin[\lambda\omega t + \Theta_\lambda] \cos 2\omega t =$

$$= \tfrac{1}{2}\{\sin[(\lambda+2)\omega t + \Theta_\lambda] + \sin[(\lambda-2)\omega t + \Theta_\lambda]\}$$

so wird

$$\sum_{1,3,5\ldots}^{2\mu-1} \dot{J}_\lambda \cos 2\omega t = \tfrac{1}{2} \sum_{1,3,5\ldots}^{2\mu-1} [\dot{J}_{\lambda-2} + \dot{J}_{\lambda+2}]_\lambda$$

Für $\lambda = 1$ wird $\dot{J}_{\lambda-2} = J_{\lambda-2} j^{\Theta_{\lambda-2}} = -J_1 j^{-\Theta_1}$ oder endlich $= -\dot{J}_1 j^{-2\Theta}$.

Ferner wird

$$M_{II} \frac{d}{d t} \sum_{1,3,5\ldots}^{2\mu-1} [\dot{J}_{\lambda-2} + \dot{J}_{\lambda+2}]_\lambda = \lambda\omega M_{II} j^{\frac{\pi}{2}} \sum_{1,3,5\ldots}^{2\mu-1} [\dot{J}_{\lambda-2} + \dot{J}_{\lambda+2}]_\lambda \qquad (19)$$

Dies in Gleichung (18) eingesetzt gibt

$$E = R_\lambda \sum_{1,3,5\ldots}^{2\mu-1} \dot{J}_\lambda + \lambda\omega M_{II} j^{\frac{\pi}{2}} \sum_{1,3,5\ldots}^{2\mu-1} [\dot{J}_{\lambda-2} + \dot{J}_{\lambda+2}]_\lambda \qquad (20)$$

Da nun Spannungsgleichheit nur bestehen kann zwischen Spannungen gleicher Frequenz, so gilt Gleichung (20) für jedes beliebige $\lambda <$ oder $= 2\mu - 1$ unter Weglassung des Summenzeichens.

Man erhält somit folgendes Gleichungsystem, wenn wieder gesetzt wird: $\Delta_\lambda = \dfrac{R_\lambda}{\lambda\omega M}$ und $\xi = \dfrac{E}{\omega M}$:

$$\left.\begin{array}{l}
\Delta_1 \dot{J}_1 + j^{\frac{\pi}{2}} [-\dot{J}_1 j^{-2\Theta} + \dot{J}_3] = \xi \\
\Delta_3 \dot{J}_3 + j^{\frac{\pi}{2}} [\quad \dot{J}_1 \quad + \dot{J}_5] = 0 \\
\Delta_5 \dot{J}_5 + j^{\frac{\pi}{2}} [\quad \dot{J}_3 \quad + \dot{J}_7] = 0 \\
\quad\vdots \qquad\qquad \vdots \qquad\quad \vdots \\
\Delta_{2\mu-1} \dot{J}_{2\mu-1} + j^{\frac{\pi}{2}} [\dot{J}_{2\mu-3}] \quad = 0
\end{array}\right\} \qquad (21)$$

Dieses Gleichungssystem gibt für $\dot{J}_1$ die Determinantengleichung:

$$\dot{J}_1 \begin{vmatrix} \Delta_1 - j^{\frac{\pi}{2}-2\theta} & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 & 0 & 0 & 0\ldots \\ j^{\frac{\pi}{2}} & \Delta_3 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 & 0 & 0\ldots \\ 0 & j^{\frac{\pi}{2}} & \Delta_5 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 & 0\ldots \\ 0 & 0 & j^{\frac{\pi}{2}} & \Delta_7 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0\ldots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{vmatrix}$$

$$= \xi \begin{vmatrix} \Delta_3 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 & 0 & 0 & 0\ldots \\ j^{\frac{\pi}{2}} & \Delta_5 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 & 0 & 0\ldots \\ 0 & j^{\frac{\pi}{2}} & \Delta_7 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 & 0\ldots \\ 0 & 0 & j^{\frac{\pi}{2}} & \Delta_9 & 0 & 0\ldots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{vmatrix} \tag{23}$$

Oder:

$$\dot{J}_1 = \xi \frac{1}{\mathrm{Det}_1/\mathrm{Det}_0}$$

Nun ist:

$$\frac{\mathrm{Det}_1}{\mathrm{Det}_0} = \left[\Delta_1 - j^{\frac{\pi}{2}-2\theta}\right] + \frac{1}{\mathrm{Det}_0/\mathrm{Det}_3}$$

ferner:

$$\frac{\mathrm{Det}_0}{\mathrm{Det}_3} = \Delta_3 + \frac{1}{\mathrm{Det}_3/\mathrm{Det}_4} \quad \text{usw.}$$

Durch Fortsetzen dieses Verfahrens erhält man schließlich:

$$\dot{J}_1 = \xi \frac{1}{\left[\Delta_1 - j^{\frac{\pi}{2}-2\theta}\right] + \cfrac{1}{\Delta_3 + \cfrac{1}{\Delta_5 + \cfrac{1}{\Delta_7 + \ldots}}}} \tag{23}$$

Bezeichnet man den Kettenbruch:

$$\Delta_3 + \cfrac{1}{\Delta_5 + \cfrac{1}{\Delta_7 + \ldots}}$$

mit $\sigma_3$ und setzt $\xi = f \cdot \bar{J}$, so lautet Gleichung (23) nunmehr:

$$\dot{J}_1 = f \cdot \bar{J} \cdot \left[\frac{1}{\left(\Delta_1 + \frac{1}{\sigma_3}\right) - j^{\frac{\pi}{2}-2\theta}}\right] \tag{24}$$

Hieraus berechnet sich nach Gleichung (5) der Absolutwert:

$$J_1 = f \cdot \bar{J} \cdot \left[ \frac{1}{1 + \left(\varDelta_1 + \frac{1}{\sigma_3}\right)^2 - \frac{4}{1 + \left(\frac{1}{\varDelta^1 + \frac{1}{\sigma_3}}\right)^2}} \right]^{\frac{1}{2}} \tag{25}$$

da

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{1}{\varDelta_1 + \frac{1}{\sigma_3}}$$

Wird die Wurzel des Nenners in Gleichung (25) schließlich gleich $\sigma_1$ gesetzt, so lautet letztere in gekürzter Form:

$$J_1 = f \cdot \bar{J} \cdot \frac{1}{\sigma_1} \tag{25a}$$

Erregung ad infinitum, man könnte diesen Zustand wohl auch Widerstandsresonanz bezeichnen, tritt nun ein für:

$$1 + \left(\varDelta_1 + \frac{1}{\sigma_3}\right)^2 = \frac{4}{1 + \left(\frac{1}{\varDelta_1 + \frac{1}{\sigma_3}}\right)^2}$$

oder für:

$$\varDelta_1 = 1 - \frac{1}{\sigma_3} \tag{26}$$

Hierbei wird $\operatorname{tg} \Theta = 1$, also analog dem Früheren $\Theta = 45^0$.

In ganz analoger Weise sind die Ströme höherer Frequenz abzuleiten. Die Ableitungen selbst mögen übergangen werden; die Schlußgleichungen lauten:

$$\dot{J}_3 = J_1 j^{-\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sigma_3}$$

$$\dot{J}_5 = J_3 j^{-\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sigma_5}$$

$$\dot{J}_7 = J_5 j^{-\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sigma_7} \text{ usw.,}$$

wo:

$$\sigma_5 = \varDelta_5 + \frac{1}{\varDelta_7 + \frac{1}{\varDelta_9 + \ldots}}$$

$$\sigma_7 = \varDelta_7 + \frac{1}{\varDelta_9 + \frac{1}{\varDelta_{11} + \ldots}} \text{ usw.}$$

Oder:

$$\left.\begin{aligned} \dot{J}_3 &= \frac{f\bar{J}}{\sigma_1\sigma_3} j^{\Theta-\frac{\pi}{2}} \\ \dot{J}_5 &= -\frac{f\bar{J}}{\sigma_1\sigma_3\sigma_5} j^{\Theta} \\ \dot{J}_7 &= \frac{f\cdot\bar{J}}{\sigma_1\sigma_3\sigma_5\sigma_7} j^{\Theta+\frac{\pi}{2}} \\ &\text{usw.} \end{aligned}\right\} \quad (27)$$

Hiernach würde das Polardiagramm zur Zeit $t = 0$ etwa die Gestalt der Fig. 6 haben.

Da sämtliche Ströme — Konstanz aller $R_\lambda$ vorausgesetzt — proportional sind dem Strome $J_1$, so gilt auch für jeden Strom höherer Frequenz die Bedingung für Selbsterregung ad infinitum:

$$\Delta_1 = 1 - \frac{1}{\sigma_3}$$

Dieser Zustand ist, wie schon gesagt, ein theoretischer und man wird es aus Rücksichten auf Festigkeit in elektrischer und mechanischer Hinsicht der Maschinen und Abstimmittel tunlichst vermeiden, sich diesem Zustande auch nur zu sehr zu nähern. Man wird sich stets mit einer gewissen „Erregungsverstärkung" begnügen und jene nie über die Grenze der Beanspruchungsfähigkeit des ganzen Systems treiben.

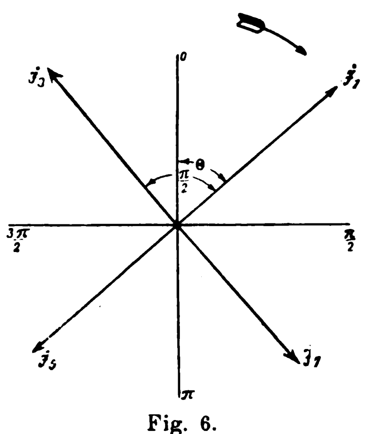


Fig. 6.

Es wäre somit im folgenden die Gesetzmäßigkeit der Erregungsverstärkung zu diskutieren.

Nach früherem war:

$$J_{2\mu-1} = \frac{f\cdot\bar{J}}{\sigma_1\cdot\sigma_3\cdot\sigma_5\ldots\sigma_{2\mu-1}}$$

Es kann somit:

$$\frac{J_{2\mu-1}}{f\cdot\bar{J}} = \frac{1}{\sigma_1\cdot\sigma_3\cdot\sigma_5\ldots\sigma_{2\mu-1}} = v$$

als ein Maß der Erregungsverstärkung angesehen werden und man wird im allgemeinen von Fall zu Fall $v$ approximativ voraus be-

stimmen können. Soll zum Beispiel eine Telephonieanlage, deren Erregungsamplituden (Tonstrom) maximal 0,5 Amp. betragen, mit 10 Kilowatt auf eine 5 ohmige Antenne arbeiten, so muß bei $\mathfrak{r} = 1$, da $J_{2\mu-1} = 14{,}2$ Amp.:

$$v = \frac{14{,}2}{0{,}5} = 28{,}4$$

werden. Zur Bestimmung desjenigen Wertes von $\Delta_1$, der den Zustand der Erregungsverstärkung $v$ bedingt, ist die Gleichung anzusetzen:

$$\sigma_1 = \left[1 + \left(\Delta_1 + \frac{1}{\sigma_3}\right)^2 - \frac{4}{1 + \left(\frac{1}{\Delta_1 + \frac{1}{\sigma_3}}\right)^2}\right]^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{v \cdot \sigma_3 \cdot \sigma_5 \ldots \sigma_{2\mu-1}} \qquad (28$$

Die Lösung dieser Gleichung nach $\Delta_1$ führt auf die Formel:

$$\Delta_1 = \sqrt{\frac{2+\sigma_1^2}{2} + \sqrt{\left(\frac{2+\sigma_1^2}{2}\right)^2 + \sigma_1^2 - 1}} - \frac{1}{\sigma_3} \qquad (29)$$

Die Umwandlung der Kettenbrüche $\sigma_\lambda$ in gemeine Brüche bei gegebenen $\Delta_\lambda$, sowie ihre Multiplikation ergibt für verschiedene, im praktischen Falle vorkommende Werte von $\mu$ folgende Ausdrücke:

1. $\mu = 2$ also: $2\mu - 1 = 3$

$$\sigma_3 = \Delta_3$$

2. $\mu = 3$ also: $2\mu - 1 = 5$

$$\sigma_3\,\sigma_5 = 1 + \Delta_3\,\Delta_5$$

3. $\mu = 4$ also: $2\mu - 1 = 7$

$$\sigma_3 \cdot \sigma_5 \cdot \sigma_7 = \Delta_3 + \Delta_7 + \Delta_3\,\Delta_5\,\Delta_7$$

4. $\mu = 5$ also: $2\mu - 1 = 9$

$$\sigma_3 \cdot \sigma_5 \cdot \sigma_7 \cdot \sigma_9 = 1 + \Delta_3\,\Delta_5 + \Delta_3\,\Delta_9 + \Delta_3\,\Delta_5\,\Delta_7\,\Delta_9.$$

Der Wert: $\frac{1}{\sigma_3 \cdot \sigma_5 \cdot \sigma_7 \ldots \sigma_{2\mu-1}}$, welcher dem Quotienten: $\frac{J_{2\mu-1}}{J_1}$ gleich ist, kann als Faktor der Stromamplitudenabnahme bezeichnet werden, denn je stärker diese ist, um so kleiner wird $J_{2\mu-1}$ und damit der Quotient. Der Faktor der Amplitudenabnahme mit steigender Frequenz ist somit auch ein Kriterium für die Ökonomie, den Wirkungsgrad des Systems; denn je stärker der Amplitudenabfall ist, um so mehr Energie wird in den Kreisen niedrigerer Frequenzen verbraucht, während nur ein mehr oder wenig geringer Betrag der insgesamt aufgewendeten Energie im letzten Kreise nutzbar wird.

Das Maximum des Wirkungsgrades fällt somit zusammen mit dem Minimum von $\sigma_3 \cdot \sigma_5 \cdot \sigma_7 \ldots \sigma_{2\mu-1}$. Jenes Minimum tritt offensichtlich ein, wenn sämtliche $\Delta_\lambda$ resp. deren Produkte in den im vorigen entwickelten Ausdrücken gegen die Einheit verschwinden. Dann wird bei ungerader Kreiszahl $J_{2\mu-1} = J_1$; bei gerader dagegen $J_{2\mu-1} = \frac{J_1}{\Delta_{2\mu-1}}$ wenn man bedenkt, daß zum wenigsten $\Delta_{2\mu-1}$ infolge des Antennenwiderstandes nie Null sein kann. Nach dieser Betrachtung sei wieder zurückgekehrt zur Diskussion der Erregungsverstärkung.

Es war

$$\frac{J_{2\mu-1}}{f\bar{J}} = \frac{1}{\sigma_1 \cdot \sigma_3 \cdot \sigma_5 \ldots \sigma_{2\mu-1}} = v$$

Also:

$$\sigma_1 = \frac{1}{v \cdot \sigma_3 \cdot \sigma_5 \ldots \sigma_{2\mu-1}} \tag{30}$$

Während nun die oberste Grenze des Ausdruckes für $v$ $\infty$ ist — Selbsterregung ad infinitum —, dürfte die untere Grenze nicht unter 2 liegen, da sich sonst die Maßnahme der Erregungsverstärkung nicht rentieren würde.

Dies gibt für $\sigma_1$ die äußersten Grenzwerte, 0 als Minimum und 0,5 als Maximum, wobei $\sigma_3 \cdot \sigma_5 \cdot \sigma_7 \ldots \sigma_{2\mu-1} = 1$ sein müßte.

Diese beiden Werte von $\sigma_1$ in Gleichung (29) eingesetzt ergeben für den Wurzelausdruck Werte, welche zwischen den jeweils nach außen abgerundeten Grenzen von 0,7 bis 1,4 liegen. Daher Gleichung (29):

$$\Delta_1 = [0{,}7 \text{ bis } 1{,}4] - \frac{1}{\sigma_3} \tag{31}$$

Diese Gleichung stellt die allgemeine Bedingung der Erregungsverstärkung innerhalb des Bereiches $v = 2$ bis $\infty$ dar.

Es frägt sich nun, wie weit sich diese Bedingung überhaupt realisieren läßt.

Fürs erste sei angenommen, daß sämtliche $\Delta_\lambda$ in $\sigma_3$ praktisch gleich Null seien; dann ergibt sich aus der Formel für $\sigma_3$ [Gleichung (23)] ohne weiteres, daß

$$1. \text{ für gerade Kreiszahl } \frac{1}{\sigma_3} = \infty$$

$$\text{und } 2. \text{ für ungerade Kreiszahl } \frac{1}{\sigma_3} = 0 \text{ wird.}$$

Dies gäbe in Gleichung (31) eingesetzt

$$1.\ \Delta_1 = [0,7 \text{ bis } 1,4] - \infty$$
$$\text{und } 2.\ \Delta_1 = [0,7 \text{ bis } 1,4].$$

Während also unter der theoretischen Annahme des Nullseins sämtlicher $\Delta_\lambda$ bis auf $\Delta_1$ bei gerader Totalkreiszahl überhaupt keine Selbsterregung zu erzielen ist, müßte bei ungerader Kreiszahl — also Antennenfrequenzen von 5, 9, $13\,\omega\,t - \Delta_1$ relativ sehr hohe Werte zwischen 0,7 und 1,4 liegend annehmen. Da $\Delta_1 = \frac{R_1}{\omega\,M_{II}}$, wo die Wechselreaktanz $\omega\,M_{II}$ der bis jetzt ausgeführten Maschinen je nach Frequenz und Typengröße zwischen 3 und 6 liegt, so müßte $R_1$ Werte besitzen, die zwischen 2 und 9 liegen.

Solche Widerstandswerte ließen sich nur realisieren durch Einschalten von Zusatzwiderstand in den ersten Kreis von gegenüber dem natürlichen Kreiswiderstand — der stets innerhalb des Betrages einiger Zehntel-Ohm bleibt — ganz beträchtlichen Werten, was eine starke Verminderung der Ökonomie des ganzen Apparates bedingen würde.

In praxi liegen die Verhältnisse nicht ganz so extrem, da bei technischen Maschinen $-\infty < \Delta_1 < 0,7$ bis 1,4, weil sämtliche $\Delta_\lambda > 0$.

Es wird jedoch bei gerader Kreiszahl $\frac{1}{\sigma_3}$ kaum je kleiner werden als 1,4, da sonst unpraktisch hohe Werte von $\Delta_\lambda$ vorliegen müßten. Es würde also immer noch nur ein negatives $\Delta_1$ der Bedingung der Selbsterregungsverstärkung Genüge leisten, was ohne weitere unökonomische und komplizierte Maßnahmen — etwa einen in Serie geschalteten Lichtbogen — technisch unausführbar bleibt.

Bei ungerader Kreiszahl wird $\Delta_1$, da $\frac{1}{\sigma_3} > 0$ seinerseits kleiner, als 0,7 bis 1,4. Ob jedoch $\frac{1}{\sigma_3}$ so groß wird, daß $\Delta_1$ zu Werten gelangt, die den Wirkungsgrad nur soweit herabsetzen, daß man im Interesse der Einfachheit der ganzen Anordnung jene Wirkungsgradverschlechterung mit in den Kauf nimmt, muß von Fall zu Fall der Versuch ergeben.

Es gibt jedoch noch einen anderen Weg, die Gleichung (31) zu befriedigen, welcher darauf hinausgeht, nicht wie bis jetzt $\frac{1}{\sigma_3}$, sondern $\Delta_1$, nachdem dessen Wert nach praktischen und ökonomischen Rücksichten fest gewählt ist, als Konstante einzuführen und sodann weitere

Beziehungen abzuleiten, die bei diesem festgelegten $\Delta_1$ doch eine Erregungsverstärkung entsprechend dem Verstärkungsfaktor $v$ ermöglichen.

Dieses Verfahren wird dann um so ratsamer erscheinen, wenn es sich wie in folgendem in der Tat herausstellt, daß es eine beträchtliche Verbesserung des Wirkungsgrades und zugleich die Möglichkeit einer leichten Erregungseinstellung mit sich bringt.

Die Ableitung geschehe im nächsten unter der theoretischen Annahme, die sich in Wirklichkeit natürlich nie verifiziert, daß sämtliche $\Delta_\lambda$ gegebene und konstante Größen seien. Durch diese Annahme, die nur im Interesse leichteren Verständnisses geschieht, wird zwar dem praktischen Werte der Ableitung um so mehr Abbruch getan, je mehr man darin den Zweck finden wollte, die zu bestimmenden Werte an Hand der abgeleiteten Formeln rechnerisch vorausbestimmen zu können; doch bleibt demungeachtet die Notwendigkeit der Ableitung bestehen als eine theoretische Basis, auf der die Praxis aufbauend, rein experimentell die gesuchten Größen zu ermitteln vermag.

Es möge $\Delta_1'$ dem reinen Kreiswiderstand $R_1'$ entsprechen. Dieser Widerstand setze sich zusammen aus dem Ohmschen Widerstand $\bar{R}_1$, wie ihn eine Gleichstrommessung ergäbe und dem Wechselstromwiderstand $\widetilde{R}_1$, bestehend aus dem Dämpfungswiderstand der Leitung, Kapazität und der Eisenmagnetisierung. Schließlich muß der erste Kreis stets einen stetig variablen Widerstand $R_r$ enthalten zur Regulierung und Feineinstellung der Erregungsverstärkung. Somit ist der Totalwiderstand

$$R_1 = \bar{R} + \widetilde{R} + R_r$$

Mit diesem festen Werte von $R_1$ resp. $\Delta_1$ ist in die weitere Ableitung einzugehen.

Setzt man nun in den früher abgeleiteten Formeln für $\sigma_3$ an Stelle irgendeines $\Delta_\lambda$, aus praktischen Gründen wird man $\Delta_{2\mu-1}$ wählen, ein neues vorläufig seinem Werte nach unbestimmtes, also im Gegensatz zum wirklich vorhandenen Wert ideelles $\delta_{2\mu-1}$ ein, so lauten diese Gleichungen nunmehr:

$$\sigma_3' = \Delta_3 + \cfrac{1}{\Delta_5 + \cfrac{1}{\Delta_7 + \cdots \cfrac{1}{\delta_{2\mu-1}}}} \tag{32}$$

und:

$$\sigma_3' = \frac{1}{X' - \Delta_1} \tag{33}$$

Hierin bestimmt sich $X'$ nach Gleichung (29) unter Einsetzung von

$$\sigma_1 = f(v, \Delta_3, \Delta_5 \ldots . \delta_{2\mu-1}).$$

So würde man zum Beispiel für $\delta_{2\mu-1}$ folgende Ausdrücke erhalten:

1. $\Delta_\lambda = 0$,

$$\delta_{2\mu-1} = \frac{1}{X' - \Delta_1} \text{ für gerade Kreiszahl}$$

$$= X' - \Delta_1 \text{ für ungerade Kreiszahl}$$

2. $\Delta_\lambda > 0$

a) $\mu = 4$

$$\delta_7 = \cfrac{1}{\cfrac{1}{\cfrac{1}{X' - \Delta_1} - \Delta_3} - \Delta_5}$$

b) $\mu = 5$

$$\delta_9 = \cfrac{\cfrac{1}{\cfrac{1}{X' - \Delta_1} - \Delta_3} - \Delta_5}{1 + \Delta_3 \Delta_5 - \cfrac{\Delta_7}{\cfrac{1}{X' - \Delta_1} - \Delta_3}}$$

Diese Gleichungen für $\delta_{2\mu-1}$ sind jedoch immer noch implicit, da ja $X' = f(\delta_{2\mu-1})$.

Immerhin erhellt bereits, daß für jedes beliebige $v$, sowie für praktisch mögliche Werte aller $\Delta_\lambda$ auch für $\delta_{2\mu-1}$ ein reeller Wert aus Gleichung (32) und (33) resultieren muß, wenn auch durch einen verhältnismäßig schwierigen rechnerischen Prozeß infolge des komplizierten Aufbaues der Gleichungen.

Würde man nun $\delta_{2\mu-1}$ resp. $r_{2\mu-1}$, den Widerstand des letzten Kreises auf den nach obigem berechneten Wert einstellen, so würde im letzten Kreis ein Strom fließen, dessen Stärke nach dem Gang der bisherigen Rechnung gleich $v \cdot f \cdot \bar{J}$ sein muß. Der Strom $J_{2\mu-1}$ tritt also bereits in der richtigen Stärke auf, nur bei einem anderen Widerstande als $R_{2\mu-1}$.

Es sei das Verhältnis $\frac{r_{2\mu-1}}{R_{2\mu-1}} = u_r$, worin $R_{2\mu-1}$ den eigentlich vorgesehenen Arbeitswiderstand darstellt, also in seinem Werte vorwiegend durch den Widerstand der Antenne gegeben ist.

Unter der Annahme von Antennendimensionen, wie sie für Maschinenbetrieb in Betracht kommen können und ferner eines Güteverhältnisses des letzten Kreises von etwa 25 % würde $R_{2\mu-1}$ stets zwischen 3 und 6 $\Omega$ liegen.

Was nun den Wert von $u_r$ anbelangt, so wird dieser stets größer als 1 sein. Wenigstens hat sich diese Annahme durch eine Reihe angestellter Berechnungen unter Einsetzung oberer und unterer Grenzwerte für $\Delta_\lambda$, innerhalb deren sich die wirklich auftretenden Werte sicher bewegen, und obiger Grenzwerte für $R_{2\mu-1}$ völlig bestätigt.

Es wird also $r_{2\mu-1}$ stets größer sein als $R_{2\mu-1}$.

Da jedoch der Strom bereits den gewünschten Wert $v \cdot f \cdot \bar{J}$ hat, so würde die Anlage, da man der Antenne einen Vorschaltwiderstand gleich $[r - R]_{2\mu-1}$ geben müßte, mit einer unnötigen Überlastung arbeiten, und der Wirkungsgrad würde unter Umständen nicht unbeträchtlich herabgesetzt werden.

Es wäre somit als letzter Schritt der zu tun, den bedingten Wert $\delta_{2\mu-1}$ auch ökonomisch zu realisieren.

Dies kann nun auf ganz einfache Weise durch Anwendung eines Transformators geschehen, wie er, dem Vorschlage Mackus entsprechend, bereits in der Einleitung erörtert wurde.

Nach der hinreichend bekannten Theorie des Resonanztransformators gelten für den primären und sekundären Strom, wenn die Resonanz durch die Primäre eingestellt wird, folgende Gleichungen:

$$i_{\text{prim}} = E \left| \frac{1}{r + \dfrac{\nu^2 M^2 R}{R^2 + K^2}} \right| \tag{34}$$

und

$$J_{\text{sec}} = E \left[ \frac{\nu M \sqrt{R^2 + K^2}}{r(R^2 + K^2) + \nu^2 M^2 R} \right] \tag{35}$$

Hierin bedeutet $E$ den Maximalwert der Betriebsspannung: $E \sin \nu t$. $r$ und $R$ den primären und sekundären Totalwiderstand, $K$ die totale Reaktanz der Sekundären, gleich $\left[\nu L - \dfrac{1}{\nu C}\right]$. Und endlich $M$ den Wechselinduktionskoeffizienten des Transformators.

Die primäre totale Reaktanz, welche zur Einstellung der Resonanz nötig ist, ist gegeben durch die Gleichung:

$$k = \frac{\nu^2 M^2 K}{R^2 + K^2} \tag{36}$$

Aus Gleichung (34) und (35) berechnet sich das Stromumsetzungsverhältnis

$$\frac{J}{i} \text{ zu: } u_i = \frac{v M}{\sqrt{R^2 + K^2}} \tag{37}$$

Dies in Gleichung (34) eingesetzt gibt:

$$i = E\left[\frac{1}{r + u_i^2 R}\right] \tag{38}$$

Nun stellt der Ausdruck $[r + u_i^2 R] = \frac{E}{i}$ nichts anderes dar, als den totalen „Arbeitswiderstand", welcher, abgesehen von dem wohl vernachlässigbaren Verlustwiderstand $r$, gegeben ist durch den auf die Primäre reduzierten Sekundärwiderstand $R$.

Dieser Arbeitswiderstand ist nun gleichzusetzen dem dem früher berechneten $\delta_{2\mu-1}$ entsprechenden $r_{2\mu-1}$.

Es ist also:

$$r_{2\mu-1} = r' + u_i^2 R$$

Hieraus:

$$u_i = \sqrt{\frac{(r - r')_{2\mu-1}}{R}} \tag{39}$$

Stellt nun $R$ den Antennenwiderstand dar, so ist für $r'$ der totale — also primäre + dem auf die Primäre reduzierten sekundären — Verlustwiderstand zu setzen.

Um also den Wert $\delta_{2\mu-1}$ zu realisieren, ist ein Antennentransformator anzuwenden, dessen Stromübersetzungsverhältnis durch Gleichung (39) gegeben ist.

Soll nun endlich der Sekundär- also Antennenstrom und nicht wie bis jetzt $i_{2\mu-1}$ in der Stärke $v f \bar{J}$ erscheinen, so ist $i_{2\mu-1}$ im Verhältnis $u_i$ zu verkleinern, was durch Verminderung der anfangs als höchstzulässig angenommenen Fremderregung $\bar{J}$ auf $\frac{1}{u_i}\bar{J}$ geschehen kann.

Gerade in dieser weiteren Verkleinerungsmöglichkeit der Erregung $\bar{J}$ liegt nun gegenüber einem Verfahren, das ohne Transformator auszukommen sucht, ein großer Vorteil.

An und für sich ist natürlich bei Anwendung eines Transformators in einem Hochfrequenzkreise stets mit einer gewissen Verlustgröße zu rechnen.

Dem steht jedoch gegenüber, daß durch eine weitere Verkleinerung der Fremderregung auch sämtliche Maschinenkreisströme kleiner werden und zwangläufig damit sämtliche $\Delta_\lambda$ resp. $R_\lambda$.

Da nun die Verlustgröße des Transformators, die bei rationeller Konstruktion desselben — wenigstens solange diejenigen Frequenzen in Betracht kommen, die man mit einer Hochfrequenzmaschine überhaupt erzielen kann — nicht mehr als 15—20 % der zu übertragenden Totalenergie beträgt, von dem durch Verringerung aller Kreisströme gewonnenen Energiebetrag nicht nur ausgeglichen, sondern sogar überholt werden wird, so wird auch der Wirkungsgrad insgesamt bei Anwendung eines Antennentransformators steigen müssen.

Es wäre schließlich nur noch die Frage zu ventilieren, wie in der Praxis $\delta_{2\mu-1}$ resp, $r_{2\mu-1}$ zu ermitteln ist. Die Berechnung führt hierbei zu keinem Ziele, da sämtliche $\Delta_\lambda$ nebst den ihren Wert stark beeinflussenden Kreisströmen unbekannt sind. Experimentell — wie bereits früher angedeutet — ist jedoch diese Bestimmung ohne Schwierigkeit auszuführen. In praxi wird die herantretende Aufgabe stets so gestellt sein, daß ein Maschinenaggregat auf eine Antenne von bekanntem Widerstande eine gewisse Leistung abgeben, also einen berechenbaren Antennenstrom liefern soll, und zwar bei einer Fremderregung, die eine nach praktischen Gesichtspunkten festgelegte Grenze $\bar{J}$ nicht überschreiten soll.

Man schaltet die beiden Maschinen nach Maßgabe des früheren, nur tritt an Stelle des letzten, also Antennenkreises, ein geschlossener Resonanzkreis — eine sogenannte „künstliche Antenne" — mit einem stetig variablen Widerstand etwa ähnlich den bekannten Flüssigkeitsanlassern der Starkstromtechnik.

Der Belastungsstrom, sowie die Spannung am Widerstand sind der Messung zugänglich zu machen.

Nun erregt man Maschine I mit einem Strom etwa gleich 0,5 $\bar{J}$ (hierbei bleibt dann die Maschine vor allzu starker Überlastung verschont).

Jetzt verändert man den vorgesehenen Widerstand solange, bis die im Widerstand verzehrte Energie — eine gleichzeitig ausgeführte Multiplikation der abgelesenen Strom- und Spannungswerte auf dem Rechenschieber gibt ihren Betrag an — gleich oder 10—20 % größer ist, als die Energie, welche die Anlage später auf die Antenne abgeben soll. Ein Zuschlag von 10—20 % trägt gleich dem Verluste des anzuwendenden Transformators Rechnung.

Hat man diesen Widerstandswert erreicht, so kann man, solange derselbe im Verhältnis zum Antennenwiderstand im Hinblick auf das später anzuwendende Umsetzungsverhältnis nicht zu hoch erscheint,

den Widerstand noch weiter vergrößern unter gleichzeitiger Verringerung der Erregung.

Diese ständige Widerstandsvergrößerung darf natürlich nur so weit getrieben werden, als nicht eine zu starke Stromabhängigkeit von der Widerstandsveränderung eintritt, da die Anlage sonst bei zufälligen Widerstandsänderungen oder auch Tourenschwankungen (siehe später) zu labil wird.

Es wird deshalb günstig sein, nach jeder neuen Einstellung die Anlage auch auf genügende „Stabilität" zu prüfen, was am einfachsten durch Variieren innerhalb kleinerer Grenzen des im ersten Kreise liegenden Regulierwiderstandes bewerkstelligt werden kann.

Dieser so ermittelte Widerstandswert kann nun ohne weiteres in Gleichung (39) für $r_{2\mu-1}$ eingesetzt werden, und somit ist das Stromumsetzungsverhältnis des anzuwendenden Transformators sofort zu berechnen. Da $r'$ nach Maßnahme der Messung nur durch den Verlustwiderstand des Transformators und sekundären Kreises gegeben ist und stets klein bleibt gegen $r_{2\mu-1}$, so kann es vernachlässigt oder doch geschätzt werden.

Was nun schließlich die Konstruktion resp. Berechnung des Antennentransformators anbelangt, so muß, da über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehend, eine weitere diesbezügliche Erörterung unterbleiben. Es wird auch bei dem Entwurfe eines Transformators nach der hier vorliegenden Aufgabestellung, abgesehen von einigen unschwer abzuleitenden Grundformeln, weniger auf großes theoretisches Material ankommen, als vielmehr auf eine gewisse Geschicklichkeit in der Wahl verschiedener Größen elektrischer und mechanischer Dimension, welche nicht berechnet werden können, aber zur Berechnung weiterer Größenwerte unumgänglich nötig sind. Bei allzu roher Schätzung dieser Werte dürfte die Berechnung bis zu einem endgültig brauchbaren Resultat nur zu oft wiederholt werden müssen.

Verfasser behält sich vor, auf die Art der Berechnung an dieser Stelle jedoch zu späterer Zeit zurückzukommen.

In Fig. 7 ist schließlich das Schaltungsschema nach Maßgabe des bisherigen gezeichnet.

Hierin ist die Zahl der Kreise zu 5 angenommen. Wenn z. B. $\omega = 30 \times 10^3$ ist, so ergibt sich hierzu eine Antennenfrequenz von $270 \times 10^3$, entsprechend einer Periode von rund $45 \times 10^3$ resp. einer Wellenlänge $\lambda = 6700$ m. Zur Feineinstellung und Regulierung der Erregungsverstärkung ist der Widerstand $R_1$ vorgesehen. Eine weitere Erläuterung der Fig. 7 dürfte sich wohl erübrigen.

Um nun den beträchtlichen Vorteil der Anwendung eines Antennentransformators hervorzuheben, möge im folgenden ein praktisches Zahlenbeispiel durchgerechnet werden.

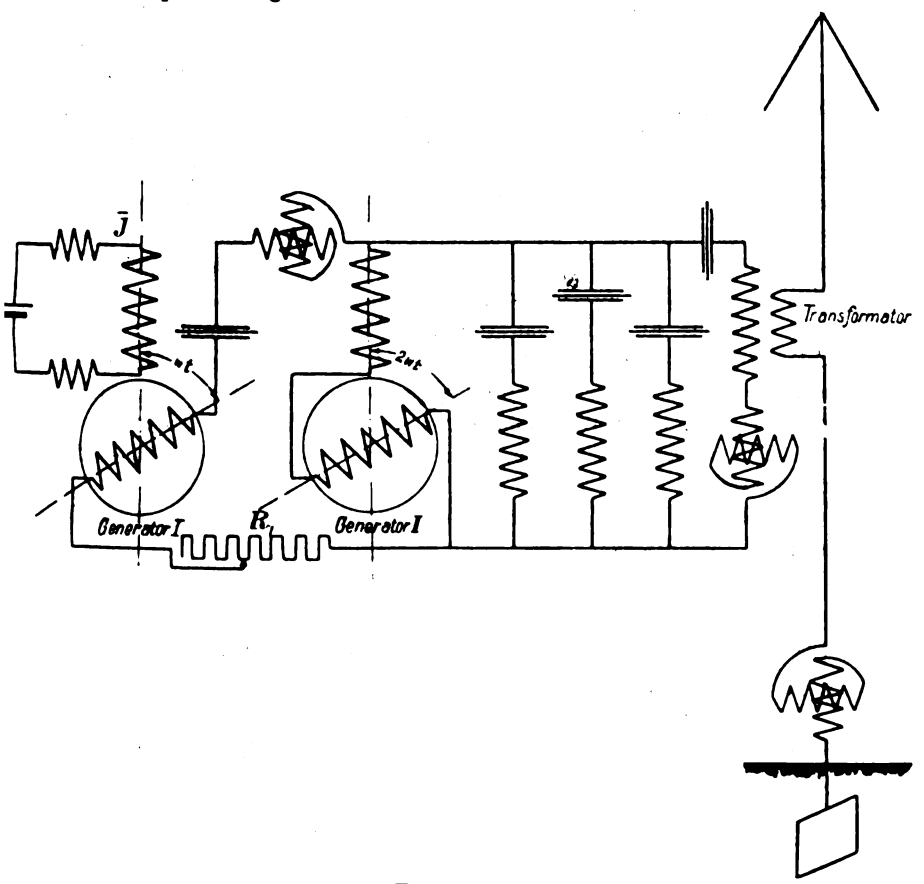



Fig. 7.

Für sämtliche $\Delta_\lambda$ sind wieder konstante gegebene Werte einzuführen. Dadurch haftet natürlich der ganzen Berechnung auf den ersten Blick der große Fehler allzugroßer Willkürlichkeit an und zu geringen Anrechtes auf für die Praxis gültigen, daraus zu ziehenden Schlußfolgerungen.

Es wird sich jedoch im Verlaufe der anzutretenden Berechnung Gelegenheit bieten, darauf hinzuweisen, daß eine auch nur einigermaßen

richtige Schätzung der zu erwartenden Werte für die $\Delta_\lambda$ resp. $R_\lambda$ — und träfe sie auch nur die Größenordnung richtig — völlig ausreicht, um die Größe des im ersten Kreise nötigen Zusatzwiderstandes soweit richtig zu bestimmen, daß ein Schluß, ob seine Anwendung in Wirklichkeit eine rationelle sein kann, einwandsfrei gezogen werden kann. Und mehr, als für den Weg der Beantwortung dieser praktisch wichtige Frage ein Beispiel zu geben, ist mit folgender Berechnung nicht beabsichtigt.

Was nun die Schätzung der $R_\lambda$ anbelangt, so wird sie doch letzten Endes nur dem zufallen, der mit solchen Maschinen tatsächlich ständig zu tun hat und Gelegenheit hatte, durch ständige Versuche und durch schon aus ökonomisch-finanziellen Gründen unerläßliche Messungen, sich soviel Gesamterfahrung anzusammeln, daß er die wahrscheinlich eintretenden Größenwerte wohl abzuschätzen wissen wird.

Beispiel: Ein Aggregat von zwei Hochfrequenzmaschinen in der Selbsterregungsschaltung soll auf eine Antenne von 4 $\Omega$ eine Energie von etwa 32 Kilowatt liefern, entsprechend einem Antennenstrom von 90 Amp., und zwar bei einer Wellenlänge von 6700 m (Periode: $45 \times 10^3$).

Die Fremderregung des Generators I soll 6,5 Amp. keinesfalls überschreiten.

Soll Maschine II mit insgesamt 5 Kreisen arbeiten, so berechnet sich die Grundfrequenz zu

$$\omega = \frac{45 \times 10^3}{9} = 5 \times 10^3$$

Die Wechselinduktionskoeffizienten $M_{\mathrm{I}}$ resp. $M_{\mathrm{II}}$ seien beide $(f = 1)$ $1 \times 1^{-4}$ Henry.

Die zur weiteren Berechnung nötigen Werte sind in folgender Tabelle eingetragen. Die Werte von $R_\lambda$ seien nach Erfahrungszahlen bestmöglich geschätzt.

| Kreiszahl | $\lambda$ | Frequenz | $R_\lambda$ | $\lambda\,\omega\,M$ | $\Delta_\lambda$ | $\sigma_\lambda$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 1 | $30 \times 10^3$ | 0,15[1]) | 3 | 0,05 | — |
| 2 | 3 | 90 | 0,4 | 9 | 0,045 | 3,805 |
| 3 | 5 | 150 | 0,7 | 15 | 0,047 | 0,266 |
| 4 | 7 | 210 | 1,2 | 21 | 0,057 | 4,557 |
| 5 | 9 | 270 | 6,0[2]) | 27 | 0,222 | 0,222 |

Es wird nun $\sigma_3 \cdot \sigma_5 \cdot \sigma_7 \cdot \sigma_9 = 1{,}024$. Da dieses Produkt nach früherem gleich ist $1 + \Delta_3 \Delta_5 + \Delta_3 \Delta_9 + \Delta_3 \Delta_5 \Delta_7 \Delta_9$, so ist leicht

1) $R_1 = 2\bar{R}$.

2) Antennen + Kreiswiderstand.

ersichtlich, daß selbst eine fünfmal zu kleine Schätzung für das Produkt erst einen Fehler von $-18\,\%$ ergeben hätte.

Da $v = \frac{90\sqrt{2}}{6,5} = 19,6$, wird $\sigma_1 = 0,05$.

Diesen Wert in Gleichung (29) eingesetzt gibt

$$\Delta_1 = [1,0353 \text{ resp. } 0,96465] - \frac{1}{\sigma_3}$$

Da nun für $\sigma_3$ der Wert 3,805 berechnet wurde, so wird

$$\Delta_1 = 0,772 \text{ resp. } 0,702$$

Was nun den Einfluß einer fehlerhaften Schätzung der $\Delta_1$ anbelangt, so wird, wie aus der Konstitution der Gleichung (29) erhellt, der Wurzelausdruck, da $\sigma_1$ stets klein bleibt gegen 2, in seinem Werte wenig beeinflußt durch obige Fehlerquelle. $\frac{1}{\sigma_3}$ dagegen, das im obigem Falle nur $30\,\%$ des Wurzelwertes beträgt, wird im allgemeinen Falle durch seine relative Kleinheit, den zu berechnenden Wert $\Delta_1$ kaum nennenswert fälschen können, selbst wenn es auch gegen die Wirklichkeit einen beträchtlichen Fehler aufweist.

Es wird schließlich, wenn aus praktischen Gründen der kleinere Wert von $\Delta_1$ gewählt wird $R_{\text{I}} = 2,1\ \Omega$. Dies bedeutet, da

$$J_1 = \frac{f\bar{J}}{\sqrt{2}\cdot\sigma_1} = 90 \text{ Amp.}$$

einen Energieaufwand von fast 17 Kilowatt im ersten Kreise allein, also $53\,\%$ der gesamten Nutzleistung.

Um nun das Umsetzungsverhältnis des anzuwendenden Antennentransformators näherungsweise berechnen zu können, setzt man für $\Delta_1$ aus der Tabelle den Wert 0,05 ein, was für $\frac{1}{\sigma_3}$, die beiden Werte 0,9853 und 0,9147 ergibt. Streng genommen müßte zur Berechnung von $\frac{1}{\sigma_3}$, Gleichung (33) herangezogen werden, wo $X'$ als Funktion des vorläufig noch unbekannten $\delta_9$ erscheint, jedoch wird der vorige Ansatz natürlich nur einen sehr kleinen Fehler bewirken.

Nun kann in roher Annäherung gesetzt werden:

$$\delta_9 = \frac{1}{\sigma_3} = 0,915$$

Hieraus $r_9 = 24,7\ \Omega$.

Danach müßte das Umsetzungsverhältnis werden:

$$u_i = \sqrt{\frac{24,7 - 2}{4}} = 2,38$$

Man kommt also bei Anwendung eines Transformators mit diesem Umsetzungsverhältnis mit einer Fremderregung aus von $\frac{6,5}{2,38} = 2,73$ Amp.
Eine für das ganze System wichtige Kurve ist die „Erregungscharakteristik", welche ohne weiteres eine Kritik der schon früher besprochenen „Stabilität" der Erregung zuläßt.

Die Erregungscharakteristik ist nichts anderes als die graphische Darstellung der zwischen dem Widerstand $R_1$ und dem Antennenstrom bestehenden Funktionsmäßigkeit, also die Darstellung der Gleichung:

$$J_{2\mu-1} = \frac{f \cdot \bar{J}}{\sqrt{2} \cdot \sigma_3 \cdot \sigma_5 \cdot \sigma_7 \cdots \sigma_{2\mu-1}} \left[ \frac{1}{1 + \left(\Delta_1 + \frac{1}{\sigma_3}\right)^2 - \frac{4}{1 + \left(\frac{1}{\Delta_1 + \frac{1}{\sigma_3}}\right)^2}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Die Multiplikation mit $\frac{1}{\sqrt{2}}$ läßt den Strom in seinen Effektivwerten erscheinen.

Unter Einsetzung der in vorigen Zahlenspielen gegebenen Werte für die verschiedenen Konstanten ist die Erregungscharakteristik berechnet und in Fig. 8 graphisch aufgetragen.

Der verlangte Erregungszustand tritt ein für $R_1 = 0,15$ und $0,362\ \Omega$. Die Antennenstromstärke beträgt in beiden Fällen 90 Amp.

Bezeichnet man nun $S = \frac{d J_{2\mu-1}}{d R_1}$ als „Stabilitätsfaktor", so ist derselbe in jedem Punkte der Kurve leicht zu ermitteln aus dem Neigungswinkel der Tangente an die Kurve in dem untersuchten Punkte (hier $P_1$ resp. $P_2$).

So folgt aus der Figur ohne weiteres, daß gilt in $P_1$ resp. dessen nächsten Bereich: $S_1 = \frac{1,6 \text{ Amp.}}{0,002\ \Omega}$; in $P_2$ ebenso: $S_2 = \frac{2 \text{ Amp.}}{0,002 \text{ Ohm}}$.
Es entspricht also einer Widerstandsänderung im Bereiche von $P_1$ von $1\,^0/_0$ eine Stromänderung von $1,5\,^0/_0$; im Bereiche $P_2$ einer solchen eine Stromänderung von $4,4\,^0/_0$.

In Wirklichkeit werden die beiden Kurvenäste noch etwas steiler dem Werte $\infty$ zueilen infolge der Abhängigkeit der $\Delta_\lambda$ vom Strome.

Mit zunehmenden Strömen wird $\frac{1}{\sigma_3}$ größer und umgekehrt. Dies bedingt, daß bei zunehmendem $R_1$, also zunehmenden Kreisströmen, die manuell ausgeführte Vergrößerung von $R_1$ unterstützt wird durch die Zunahme der $\Delta_\lambda$ resp. $\frac{1}{\sigma_3}$, während bei wiederum abnehmenden Strömen, also im zweiten Bereiche der Charakteristik, das umgekehrte eintreten muß.

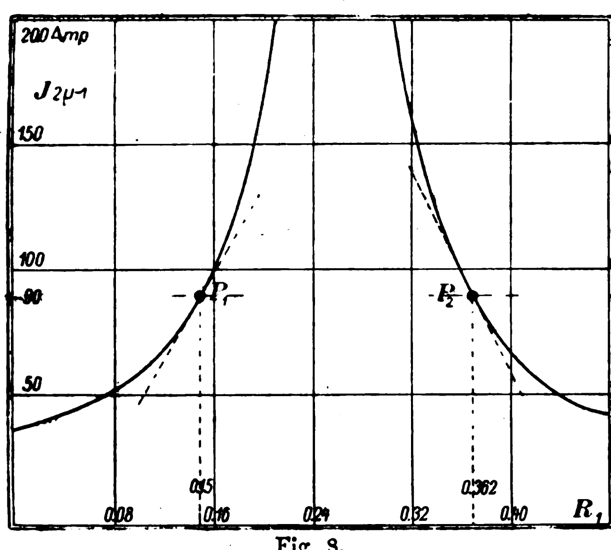



Fig. 8.

Während im vorliegenden Beispiel die Stabilität eine noch genügende ist, dürfte das Beispiel doch sehr lehrreich dafür sein, daß der Möglichkeit der Erregungsverstärkung stets eine praktische obere Grenze gezogen ist, da mit zunehmender Erregungsverstärkung resp. kleiner werdendem $\sigma_1$ die Charakteristik immer steiler und steiler wird, so daß die Stabilität einer immer größer werdenden Labilität Platz machen muß, was für die Anlage von größter Gefahr ist, da eine genügend rasch auftretende Veränderung von $\Delta_1$, oder was natürlich denselben Effekt hat, von $\frac{1}{\sigma_3}$ infolge des unter Umständen auftretenden ganz kolossalen Stromanstieges einmal eine sofortige Bremsung der Maschine bewirkt, der diese mechanisch nicht gewachsen sein kann, während andererseits innerhalb dieser, wenn auch kurzen Bremsperiode die ganze kinetische Energie der rotierenden Massen dazu

verbraucht wird, jene außerordentlich gesteigerte elektrische Energie zu decken, so daß Spannungen auftreten, der die Maschinen und Abstimmittel wiederum dielektrisch nicht gewachsen sind.

Was nun — abgesehen von plötzlichen Widerstandsänderungen etwa durch einen dielektrischen Durchbruch — die Widerstandslabilien anbelangt infolge durch die Stromwärme zunehmenden Leitungswiderstandes und infolge der vom Stromausgleich selbst abhängigen, also variablen Widerstände, bedingt durch die Eisenummagnetisierungsarbeit, so ist diesen infolge der Langsamkeit ihres Auftretens durch Nachregulierung die Möglichkeit zu nehmen, zu starke Stromanstiege zu bewirken.

Dagegen ist ein anderer Faktor wohl in Betracht zu ziehen, der unter ungünstigen Umständen sehr gefahrbringend werden kann, sobald mit der Erregungsverstärkung zu weit gegangen wurde: die Inkonstanz der Tourenzahlen.

Welchen Einfluß hat nun eine Tourenänderung auf den Ausgleichszustand?

Die Ableitung möge unter der vereinfachenden Annahme geschehen, daß nur ein Kreis vorhanden sei.

Tritt in einem auf die Frequenz $\omega$ abgestimmten Kreise mit den Konstanten $L$, $C$ und $R$ eine Frequenzänderung ein, so ist für die Impedanz bei der sich neu einstellenden Frequenz $\omega_0$ der Ausdruck anzuschreiben:

$$K_0 = R + j^{\frac{\pi}{2}}\left[\omega_0 L\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right)\right]$$

Je nachdem $\omega_0 >$ oder $< \omega$ nimmt die Impedanz induktiven oder kapazitiven Charakter an.

Rekurriert man nun zu Gleichung (10), so lautet dieselbe nunmehr:

$$E = J\left[\sqrt{R^2 + \left[\omega_0 L\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right)\right]^2}\, j^{\varphi} - \omega_0 M j^{\frac{\pi}{2} - 2\theta}\right] \tag{34}$$

wo

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\omega_0 L\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right]}{R}$$

Die Ableitung der Amplitude möge hier übergangen werden; sie liefert den Ausdruck:

$$J = \xi\left[\frac{1}{(1+\varrho)^2 + \Delta_0^2 - \dfrac{4}{1 + \left(\dfrac{1-\varrho}{\Delta_0}\right)^2}}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{35}$$

Hierin ist

$$\varrho = \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right] \frac{L}{M}$$

ferner:

$$\Delta_0 = \frac{R}{\omega_0 M} \text{ und } \xi = \frac{E}{\omega_0 M}$$

Selbsterregung ad infinitum tritt hierbei ein für

$$\Delta_0 = \sqrt{1 - \varrho^2}$$

Gerade aus dieser Gleichung ist ohne weiteres ersichtlich, daß ein um so kleineres $\varrho$ — also um so kleinere Tourenschwankungen — zur Selbsterregung ad infinitum Anlaß gibt, mit um so größerer Annäherung $\Delta_0$ gleich der Einheit wird; das heißt mit anderen Worten: je näher $\Delta_0$ der Einheit liegt, um so labiler wird das System.

Um nun den Einfluß der Tourenschwankungen ad oculus zu demonstrieren, wurde die Funktion

$$\frac{1}{\sigma} = \left[(1 + \varrho)^2 + \Delta_0{}^2 - \frac{4}{1 + \left(\frac{1 - \varrho}{\Delta_0}\right)^2}\right]^{-\frac{1}{2}}$$

für zwei Werte von $\Delta$, und zwar 0,978 und 1,01 berechnet unter Einsetzung von Werten für $\varrho$ zwischen $+ 0,1$ und $- 0,1$. (Obige Werte für $\Delta$ gelten für $\varrho = 0$.)

Für $\frac{L}{M}$ wurde der Wert 3 gewählt, wie er im praktischen Falle näherungsweise wohl stets vorliegt. Aus

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \sqrt{1 - \frac{\varrho}{3}}$$

konnte die Frequenzschwankung und daraus jeweils $\Delta_0$ berechnet werden.

Die erhaltenen Werte sind in Fig. 9 graphisch aufgetragen. $\Delta$ wurde in den beiden Fällen natürlich absichtlich sehr nahe der Einheit liegend gewählt, um den Einfluß der Frequenz- resp. Tourenschwankung möglichst hervortreten zu lassen.

Interessant ist vor allem der vollkommen verschiedene Verlauf der beiden Kurven für die beiden untereinander nicht sehr differierenden Werte von $\Delta$. Während für $\Delta = 0,978$ die Kurve, also damit die resultierenden Stromwerte mit zunehmender Tourenzahl steil abfällt, um sich erst bei Werten von $\varrho$ größer als $+ 0,1$ dem Werte 20 asymtotisch zu nähern, steigt die Kurve für $\Delta = 1,01$ steiler und steiler an bei derselben Tourenänderung.

Bei $\varDelta = 0{,}978$ hat bei $\varrho = 0$, also Resonanz, $\frac{1}{\sigma}$ den Sollwert 32,2. Bei $\varrho = -0{,}06$, was einer Tourenverminderung von etwa $1\,{}^0/_0$ entspricht, ist der Wert von $\frac{1}{\sigma}$ auf das Überdoppelte gestiegen. Dies entspricht einem vierfachen Energieanwachs. Noch extremer liegen die Verhältnisse bei $\varDelta = 1{,}01$, denn diese Kurve verläuft bereits in dem Arbeitsbereiche beträchtlich steiler als die andere.

Es genügt hierbei bereits eine Tourenänderung von $0{,}7\,{}^0/_0$ ($\varrho = +0{,}04$), um einen sechsfachen Energiebetrag auszulösen. (Der in der Figur nicht mehr enthaltene Wert von $\frac{1}{\sigma}$ beträgt hierbei 174.) Je nach dem Verlaufe der Belastungscharakteristik des Antriebsmotors, welche nach Umrechnung als abhängig von $\varrho$ aufgetragen werden kann, steiler oder flacher ausfällt als die aus Fig. 9 leicht zu berechnende Belastungscharakteristik der Generatoren können sich ganz verschiedene Arbeitszustände einstellen. (Man hat sich die so konstruierten resp. berechneten Belastungscharakteristiken von Motor und Generatoren natürlich sich je in der Ordinade auf $\varrho = 0$ schneidend zu denken.)

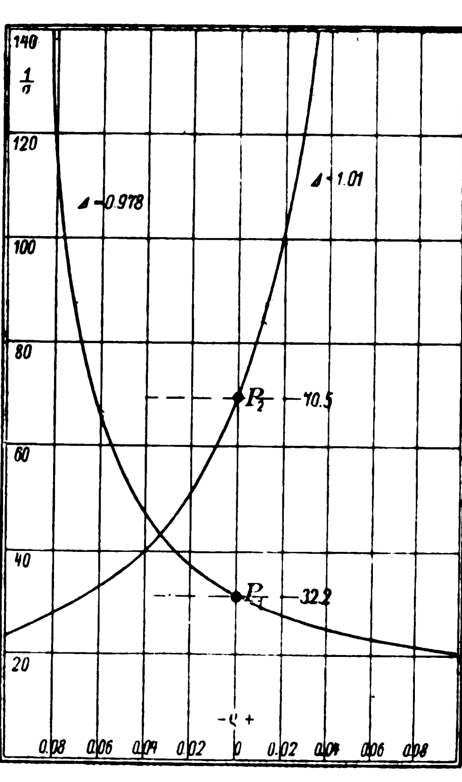



Fig. 9.

Verläuft z. B. im Falle $\varDelta = 0{,}978$ die Motorcharakteristik flacher, so ist überhaupt kein stabiler Betriebszustand möglich, indem entweder der Motor sich entlastend der Leerlaufstourenzahl entgegeneilt oder aber, in den linken Bereich der Kurve geraten, sich mit abnehmender

Tourenzahl ständig mehr belastet bis zum mechanischen oder dielektrischen Durchbruch an irgendeiner Stelle der Anlage. In diesem Falle wäre ein unterkompoundierter Motor anzuwenden, damit die Belastungscharakteristik des Motors steiler ausfällt als die der Generatoren, denn in diesem Falle ist ein stabiler Betriebszustand möglich.

Bei diesem Motor wäre natürlich für den Telegraphierbetrieb eine mit der Tastung zwangläufig verknüpfte Feldänderung vorzusehen, um Belastungs- und Leerlauftouren auf gleicher Höhe zu belassen.

Bei $\varDelta = 1{,}01$ bleibt der Betriebszustand selbst auf alle Fälle stabil, wenn sich also auch die Gleichgewichtslage durch äußere Einflüsse ändert, so bleibt sie jedoch stets so lange bestehen, bis neue Einflüsse eine andere Gleichgewichtslage bedingen.

Allerdings kann in diesem Falle wiederum eine andere Erscheinung gefahrbringend werden. Denkt man sich nämlich die Maschinen eine gewisse Zeitdauer leerlaufend, wie es im Telegraphierbetrieb stets vorkommt, und hierbei die Tourenzahl um auch nur $0{,}6\,{}^0/_0$ gestiegen — eine Möglichkeit, die, wennschon bei geeigneten Maßnahmen selten auftretend, doch nie ausgeschlossen ist.

Beim Einsetzen der nächten Belastung würden nun die Maschinen mit dem vierfachen des normalen Betriebes überlastet werden und es wird, wenn di Maschinen dieser Überlast nicht gewachsen sind, ohne weiteres der früher geschilderte Zerstörungsprozeß eintreten.

So extrem liegen die Verhältnisse natürlich nur, wenn $\varDelta$ sehr nahe der Einheit liegt. Bei geringerer Erregungsverstärkung verlaufen die Kurven $\frac{1}{\sigma}$ resp. $J = f(\varrho)$ flacher und damit bleibt eine höhere Stabilität gewahrt.

Man wird mit der Verstärkung $\frac{1}{\sigma}$ bei Starkstrombetrieb ohne weiteres bis 25, bei Schwachstrombetrieb vielleicht bis 60 gehen können, da im letzteren Falle die Bedingung der Tourenkonstanz sicher in höherem Maße gewahrt bleibt.

Sind, wie im praktischen Falle stets, mehr Kreise vorhanden, so tritt in der bisherigen Ableitung an Stelle von $\varDelta_0$ einfach $\varDelta_{1_0} + \frac{1}{\sigma_{3_0}}$. Allerdings ist, sobald die Resonanzlage verlassen ist, der Versor von $\frac{1}{\sigma_{3_0}}$ nicht mehr Null, so daß die analytische Ableitung von sehr hoher Kompliziertheit wird, die mit der Zahl der Kreise rasch zunimmt.

Es ist jedoch bestimmt zu erwarten, daß alle nunmehr verstimmten Kreise auf den ersten Kreis ebenso zurückwirken, als sei in diesem selbst eine Reaktanz- und Widerstandsänderung vorgenommen worden.

Ob nun im speziellen Falle durch die unter Umständen eintretende Erregungsverstärkung infolge Tourenschwankung nur der erste Kreis die ausschlaggebende Gefahrquelle bleibt, während die höheren Kreise durch die in ihnen auftretende Verstimmung „geschützt" bleiben, oder ob die Wirkung der Erregungsverstärkung jene der Verstimmung weit überholt, so daß auch in den höheren Kreisen die Stromzunahme eine übermäßige wird, kann allgemein nicht vorentschieden werden. Ebenso wenig läßt sich über den zusätzlichen Einfluß infolge Variabilität der $\Delta_\lambda$, durch bewegliche Stromwerte hervorgerufen, bei inkonstanter Tourenzahl nach einer Richtung hin bestimmtes aussagen.

Es scheint vielmehr nach dem bisherigen, daß dieser Einfluß die Labilität ebenso vermindern als erhöhen kann, je nach der gerade vorliegenden Einstellung, so daß ein vorgenommener Versuch über die günstigste Einstellung einer bestimmten Erregungsverstärkung Aufschluß zu geben hätte.

Gerade die letzte Betrachtung dürfte die Frage entrollen: „Warum verzichtet man nicht völlig darauf, die Erregungsverstärkung durch Ohmschen Widerstand im ersten Kreise zu bewirken und wendet nicht einfach variable Reaktanz an, also etwa ein Selbstinduktions- variometer?"

Diese Frage, die vom energetischen Standpunkte sicher einleuchtend ist, muß jedoch dahin beantwortet werden, daß man den bei geeigneter Maßnahme an sich nicht allzu großen Energieverbrauch gern in Kauf nehmen wird gegen einen ganz beträchtlichen, im folgenden klarzulegenden Nachteil einer Erregungseinstellung durch praktisch reine Reaktanz.

Es sei nun die totale Reaktanz, mit welcher die Erregungsverstärkung bewerkstelligt werden soll, gleich: $\left[\omega L' - \frac{1}{\omega C'}\right]$, so kann, wenn gesetzt wird:

$$\varrho = \frac{1}{M}\left[L' - \frac{1}{\omega^2 C'}\right]$$

für die weitere Untersuchung ohne weiteres die Gleichung (35) unter Einsetzung dieses neuen Ausdruckes von $\varrho$ verwendet werden. In Anbetracht der Kleinheit des reinen Kreiswiderstandes ist nunmehr $\Delta^2$ zu vernachlässigen und man erhält

$$\sigma = 1 + \varrho \tag{36}$$

Diese Gleichung sagt nun, da $\sigma$ immer sehr viel kleiner als die Einheit

ausfallen muß, aus, daß $\varrho$ stets negativ sein muß, das heißt die Reaktanz muß negativ, also kapazitiv sein. Man wird also die Selbstinduktion durch Herausnehmen möglichst aller induktiven Abstimmittel bis auf den durch die Maschinen selbst gegebenen Wert herabmindern. Die so resultierende Selbstinduktion $L'$ wird stets mit genügender Annäherung gleich $2M$ sein. $\frac{L'}{M}$ wäre genau gleich 2, wenn für $f = 1$ — große Abweichungen hiervon wird man nie eintreten lassen — die beiden Maschinen streuungslos wären.

Es wird somit stets annähernd sein:

$$\varrho = \left[2 - \frac{1}{\omega^2 M C'}\right]$$

Dies in Gleichung (36) eingesetzt gibt:

$$\sigma = 3 - \frac{1}{\omega^2 M C'} \tag{37a}$$

Ebenso gilt für irgendeine andere Frequenz:

$$\sigma_0 = 3 - \frac{1}{\omega_0{}^2 M C'} \tag{37b}$$

bildet man nun den Quotienten $\frac{3 - \sigma}{3 - \sigma_0} = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2$ und setzt schließlich $\frac{\omega_0}{\omega} = [1 \pm s]$ so kommt man endlich auf die Beziehung:

$$\sigma_0 = \sigma \pm 6s \tag{38}$$

Diese Gleichung gilt mit sehr großer Annäherung, so lange $s$ in den Grenzen bleibt, bis zu denen Tourenschwankungen überhaupt zu erwarten sind.

Es tritt Erregung ad infinitum ein — $\sigma_0 = 0$ resp. $\frac{1}{\sigma_0} = \infty$ — für $\sigma = 6s$.

In folgender Reihe sind die Tourenschwankungen abhängig von den Sollwerten von $\sigma$ eingetragen, bei denen sie jedesmal zur Erregung ad infinitum Anlaß geben:

| $\sigma$ | 0,01 | 0,02 | 0,04 | 0,06 | 0,08 | 0,10 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\frac{1}{\sigma}$ | 100 | 50 | 25 | 16,7 | 12,5 | 10 |
| Touren-schwankung in % | − 0,17 | − 0,33 | − 0,67 | − 1,00 | − 1,33 | − 1,67 |

Die ungemein hohe Abhängigkeit, also Stromlabilität, bei Anwendung einer Reaktanz ist sofort ins Auge fallend. So genügt zum Beispiel bei $\frac{1}{\sigma} = 25$, also einer Erregungsverstärkung, wie man sie in der Praxis auch bei Starkstrombetrieb noch anzuwenden wünschen wird, eine Tourenschwankung von $0{,}67\,^0/_0$, um Selbsterregung ad infinitum hervorzurufen.

Würde man dieselbe Erregungsverstärkung durch Ohmschen Widerstand bewerkstelligen, so würden bei denselben Tourenschwankungen ($\pm\, 0{,}67\,^0/_0$) nur Stromänderungen von maximal $25\,^0/_0$ auftreten, wie man sich durch Nachrechnung leicht überzeugen kann.

Mit diesem dürfte über die Anwendung einer Reaktanz zur Erregungsverstärkung das entscheidende Urteil gesprochen sein.

Um nun zum Schlusse zu kommen, sei auf die hauptsächlichen Anwendungsmöglichkeiten der Selbsterregungsschaltung eingegangen. Wie schon früher angedeutet, kann die Anwendung eine doppelte sein, und zwar eine solche für Schwachstrom- als auch für Starkstrombetrieb.

Die Anwendung im Starkstrom-, also Sendebetrieb kann sich auf das Gebiet der Telegraphie und der Telephonie erstrecken. Für reinen Telegraphierzweck kommt die Selbsterregungsschaltung allerdings wohl nur dann in Betracht, wenn mit den allergrößten Stationen Schnelltelegraphie ausgeführt werden soll.

Bei solchen Anlagen ist der Erregerstrom, solange mit der normalen Fremderregungsschaltung gearbeitet wird, immerhin von solcher Höhe, daß bei Schnelltelegraphierbetrieb, also sehr rascher Unterbrechung, infolge der Selbstinduktion des Erregerkreises, zu der noch jene der Hochfrequenzdrosselungsspulen hinzukommt, und infolge des damit verbundenen Öffnungsfunkens, beträchtliche technische Schwierigkeiten bei der Konstruktion eines rationell wirkenden Unterbrechungssystems entstehen.

Eine 100-Kilowattanlage zum Beispiel bedürfte bei Speisung einer 4 ohmigen Antenne einer theoretischen Mindesterregung von 112 Amp.

Die Hauptanwendung der Selbsterregungsschaltung wird jedoch zweifelsohne die sein zum Zwecke der Telephonie.

Die durch Mikrophone akustisch reizbaren Telephonströme sind selbst unter den günstigsten elektrischen Bedingungen stets so gering, daß eine Ferntelephonie, speziell mit einer Goldschmidtschen Hochfreqenzmaschine in der normalen Schaltung völlig ausgeschlossen wäre.

Verfasser hat früher ein System ausgearbeitet, und angegeben[1]),

1) Elektrot. Zeitschr. 29, 16. Juli 1914.

welches ohne weiteres ermöglicht, in einem Kreise mit den Konstanten, wie sie dem Erregungskreise einer Goldschmidtschen Hochfrequenzmaschine ungefähr entsprechen, einen den akustischen Schwingungen konformen, also symetrischen Wechselstrom zu erzeugen von einer durchschnittlichen Amplitude von 6 Amp.

Dem entspräche ein theoretisch höchstmöglicher effektiver Antennenstrom von 8,4 Amp., ganz gleichgültig welcher Größe die Anlage auch sei.

Setzt man nun aber dieselbe Höhe des „Tonstromes" voraus, also dieselbe Fremderregung wie vorher, jedoch bei einer zum Beispiel 12 fachen Verstärkung, so betrüge der effektive Antennenstrom nunmehr bereits 50 Amp.

Eine weitere Verbesserung dürfte schließlich die Nutzanwendung der sogenannten „Potentialhebung" sein. Dieselbe besteht darin, der Maschine außerdem noch eine konstante Erregung zu geben durch einen Strom, der mindestens gleich oder größer ist, als die im Tonstrom vorkommende größte Amplitude. Der Vorteil ist einleuchtend, denn während ohne die zusätzliche konstante Erregung bei Oszillieren des Tonstromes zwischen + und − 6 Amp. der Effektwert des Antennenstromes zwischen 0 und 50 Amp. oszilliert, bewirkt die konstante Erregung eine Änderung des resultierenden Tonwellenstromes zwischen etwa 0 und 12 Amp., also eine solche das Antennenstromes zwischen 0 und 100 Amp.

Von dieser Potentialhebung wird man natürlich nur bei ganz großen Stationen Gebrauch machen, um im Interesse möglichster Stabilität nicht zu hohe Erregungsverstärkung anwenden zu müssen.

Für den Empfang kommt die Selbsterregungsschaltung in zweifacher Weise in Betracht, und zwar zur Nieder- als auch zur Hochfrequenzverstärkung. Die Niederfrequenzverstärkung kommt nur in Betracht bei Empfang von ausgesprochenen Tonsendern, also etwa einer mit Wechselstrom erregten Hochfrequenzmaschine oder auch eines „tönenden" Funkensystems.

Die Schaltung ist in Fig. 10 wiedergegeben.

In dem niederfrequenten Detektorkreis $DK$ liegt eine Wechselstrommaschine in der bekannten Weise geschaltet, deren Tourenzahl so eingestellt ist, daß ihre elektrische Winkelgeschwindigkeit genau doppelt so hoch ist, als die Frequenz des Tonstromes, den der Detektor $D$ in den Verstärkungskreis liefert. Bei Empfang eines Tonsenders von der normalen Tonfrequenz 3000 (Ton 500) muß die Maschine also mit einer Eigenfrequenz von 6000 laufen, entsprechend einer Periode von rund 1000.

Das Telephon *T* liegt in normaler Weise parallel zu dem Abstimmkondensator *C*, während die Erregungsverstärkung durch den Widerstand $R_1$ einreguliert werden kann.

Der Detektor muß von tunlichst kleinem Widerstande sein, da sonst der Wechselinduktionskoeffizient der Maschine praktisch unausführbar groß sein müßte.

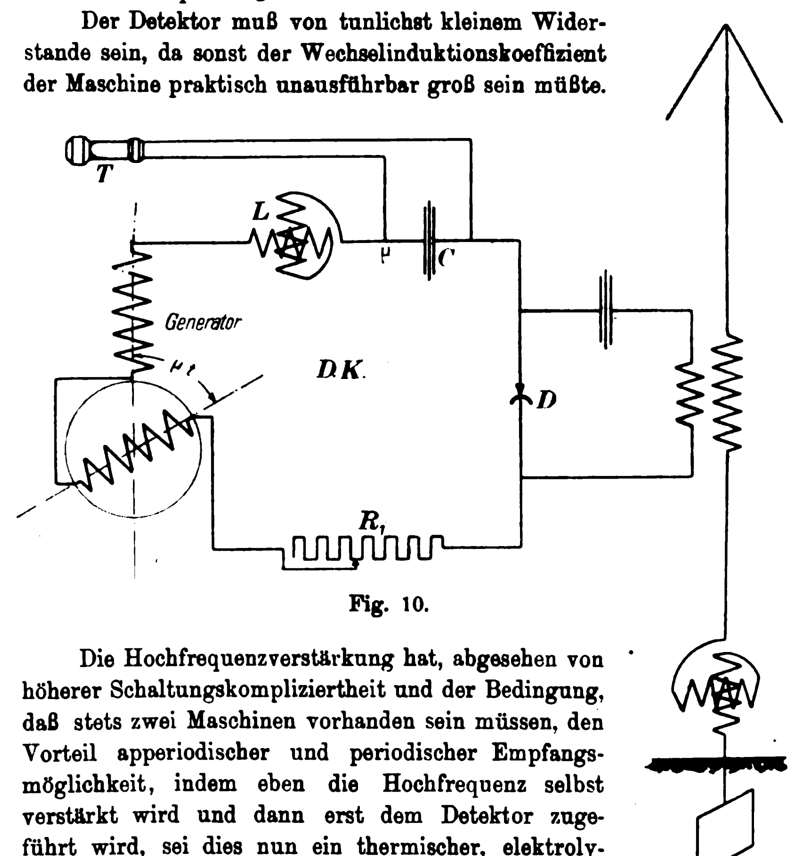



Fig. 10.

Die Hochfrequenzverstärkung hat, abgesehen von höherer Schaltungskompliziertheit und der Bedingung, daß stets zwei Maschinen vorhanden sein müssen, den Vorteil apperiodischer und periodischer Empfangsmöglichkeit, indem eben die Hochfrequenz selbst verstärkt wird und dann erst dem Detektor zugeführt wird, sei dies nun ein thermischer, elektrolytischer oder ein solcher mit intermittierendem Kontakte.

Da die Frequenz des zu verstärkenden Stromes die Hälfte sein muß von der der selbsterregenden Maschine, so hat man die Frequenz des bei Empfang in der Antenne erregten Stromes so lange herabzutransformieren, bis ihr doppelter Wert in den Bereich gelangt, innerhalb dessen die Konstruktion einer Wechselstrommaschine praktisch möglich ist.

Dieser Bereich dürfte bei Maschinen mit Wechselpolen in einer Frequenz von 90000 entsprechend einer Periode von rund 15000

seine oberste Grenze finden. Man hätte also die Antennenfrequenz stets auf etwa 45000 (Periode 7500) herabzutransformieren.

Zu diesem Zwecke kann ein normaler Goldschmidtscher Reflexionsgenerator Verwendung finden mit ebenfalls mehreren abgestimmten Kreisen.

Verfasser hat das Problem der Periodentransformation — durch Reflexion — im Sinne einer schrittweisen Verkleinerung der Ausgangsperiode bereits früher analytisch untersucht und es sei deshalb nur darauf hingewiesen.[1])

In Fig. 11 ist das Schaltungsschema zur Hochfreqenzverstärkung bei Empfang angegeben. Es bedeutet hierin:

I Periodentransformator mit Antenne und 5 Resonanzkreisen.
II Verstärkungsmaschine.
$R_1$ Regulierwiderstand für Erregungsverstärkung.
$D$ Detektor.
$T$ Telephon.

Wenn die Maschine I, also der Periodentransformator die elektrische Winkelgeschwindigkeit $v$ besitzt, die Antennenfrequenz $\omega$ und die Kreiszahl $k$ ist, so ist die Frequenz des letzten, also Verstärkungskreises zu bestimmen aus der Gleichung:

$$\mu = \omega - (k - 1)\,v \tag{39}$$

Die Frequenz der zweiten also Verstärkungsmaschine muß dann gleich $2\mu$ sein.

Nimmt man nun für $\mu$ den Wert 45000, so berechnet sich bei 5 Kreisen aus einer Antennenfrequenz von zum Beispiel 360000 die Winkelgeschwindigkeit der Maschine I nach Gleichung (39) zu $v = 78750$.

Diese Methode hat den Nachteil, daß beim Empfang verschiedener Wellenlängen auch das Tourenverhältnis resp. Frequenverhältnis $\frac{v}{2\mu}$ der beiden Maschinen, wie schon aus Gleichung (39) folgt, verschieden sein muß. Man kann also in diesem Falle nicht, wie sonst stets, die Rotoren der beiden Maschinen auf eine Welle setzen, um gegenseitige Tourendifferenzen zu verhindern, was natürlich die schon an und für sich bestehenden Schwierigkeiten der Tourenkonstanthaltung gerade verdoppelt.

Beim Empfang dagegen einer festen Welle, wie er stets bei dem

1) Helios 26, 26. Juli 1914.

Verkehr zwischen Hochfrequenzmaschinenstationen vorliegt, kann immer das Verhältnis der Polzahlen der beiden Maschinen so gewählt werden,

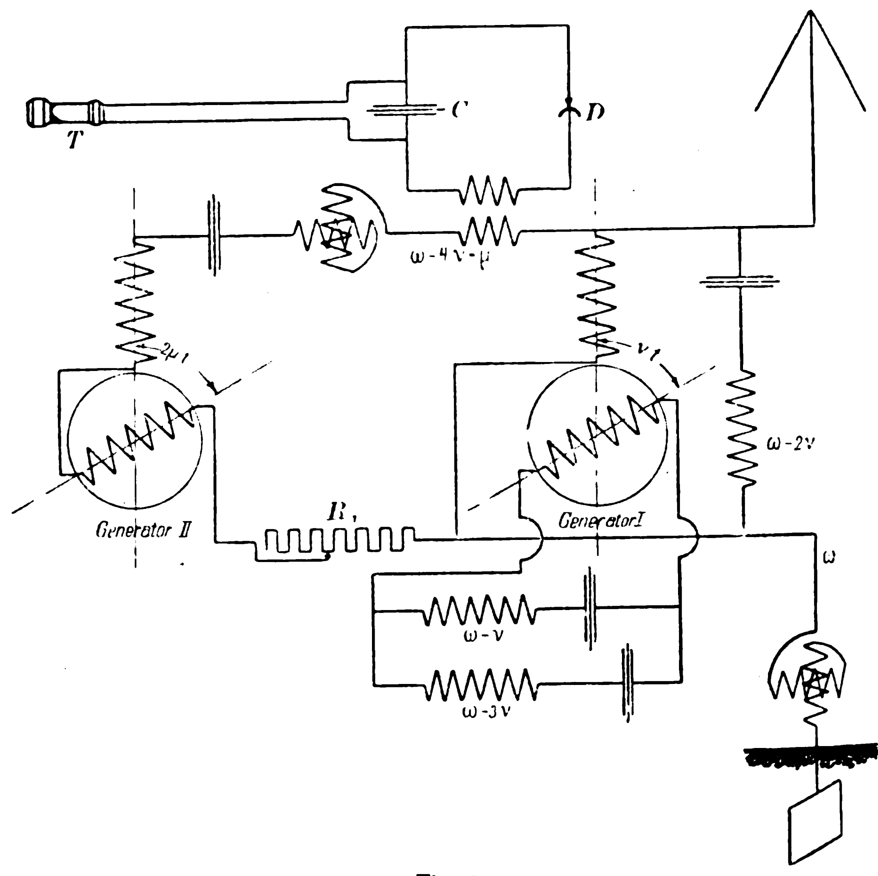



Fig. 11.

daß beide Rotoren auf einer Welle sitzen können, was um so leichter geschehen kann, als es sich gerade bei Empfangsmaschinen um Spezialkonstruktionen handelt angesichts der Möglichkeit, denselben bedeutend geringere Dimensionen zu geben als den eigentlichen Sendegeneratoren.

(Eingesandt 11. Oktober 1914.)

Adresse des Autors: Jena, z. Zt. Nürnberg, Mittlere Pirkheimerstr. 23, I.

# Die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine als Empfangsmaschine.

(Helios **26**. 345, 1914.)

Von **Dr.-Ing. Ludwig Kühn.**

R. Goldschmidt hat in dem D.R.P. Nr. 240517 Rechtsschutz erhalten auf eine Anordnung, die es gestattet bei Empfang rein ungedämpfter Wellen, ohne weitere Verwendung eines detektorähnlichen Zwischengliedes, im Aufnahmetelephon einen musikalischen, in seiner Höhe leicht variierbaren Ton zu erzeugen.

Die Schaltungsanordnung ist in Fig. 1 wiedergegeben.

Eine einphasige Wechselstrommaschine mit auf Rotor und Stator gleichmäßig fein verteilter Wickelung — also eine dem Goldschmidtschen Hochfrequenzgenerator ganz analoge Maschine — wird primär, z. B. mit der Statorwickelung in einen Antennenkreis $A - B$ gelegt. Der Antennenkreis mit der Statorselbstinduktion ist auf die Frequenz der zu empfangenden Welle abgestimmt. An der sekundären Maschinenseite, in diesem Falle dem Rotor, ist ein normales Hörtelephon angelegt.

Bei durch auffallende Wellen erregter Antenne fließe im Antennenkreise der Strom $i \sin \omega t$.

Die Frequenz der erregenden Welle sei somit $\omega$.

Die elektrische Winkelgeschwindigkeit der Maschine ist bei $p$ Polpaaren und einer minutlichen Umdrehungszahl $n$:

$$\nu = 2\pi p \frac{n}{60} = \frac{\pi}{30} p \cdot n$$

Der Wechselinduktionskoeffizient der Maschine lasse sich darstellen durch die Zeitfunktion

$$m = M \cos \nu t$$

Die sekundäre, also im Rotor induzierte elektromotorische Kraft ergibt sich nun aus der Gleichung:

$$E = M \frac{d}{dt} [i \sin \omega t] \cos \nu t$$

Dies gibt ohne weiteres:

$$E = \frac{M}{2} i [(\omega + \nu) \cos (\omega + \nu) t + (\omega - \nu) \cos (\omega - \nu) t] \tag{1}$$

Die sekundäre EMK. läßt sich somit auflösen in zwei Partialschwingungen, deren eine von der Summenfrequenz $(\omega + \nu)$ infolge der Höhe von $\omega$ — die niedrigste in der drahtlosen Telegraphie angewendete Frequenz dürfte $180 \times 10^3$ betragen — zu einer Tonbildung im Telephon keine Veranlassung mehr geben kann; während

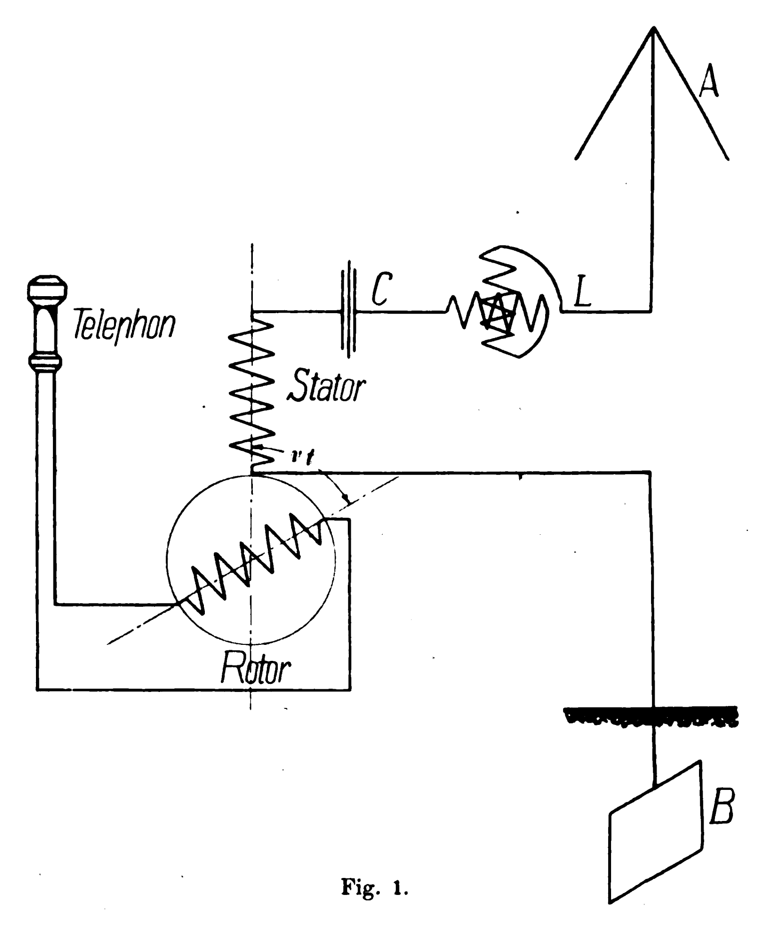



Fig. 1.

dagegen die zweite Partialschwingung der Differenzfrequenz $(\omega - \nu)$ ohne weiteres durch geeignete Wahl von $\nu$ im Telephon einen musikalischen Ton erzeugen kann, und zwar dann, wenn $(\omega - \nu)$ der Frequenz eben eines solchen Tones entspricht.

So würde z. B. bei einer Sendefrequenz von $\omega = 360 \times 10^3$

($\lambda = 5000$ m) und bei $\nu = 357 \times 10^3$ die EMK. der Summenfrequenz $717 \times 10^3$ sicher für das Telephon unwirksam bleiben, während die Differenzfrequenz $3 \times 10^3$ in diesem einen Ton derselben Frequenz erzeugen muß, entsprechend einer Periode von rund 500.

Was nun die praktische Ausführung einer Anordnung nach dem bisherigen resp. nach Fig. 1 anbelangt, also die Konstruktion einer wechselpoligen Wechselstrommaschine mit einer Eigenfrequenz $\nu$ von — wie aus obigem folgt — nie viel weniger als $180 \times 10^3$, so wird dieselbe nicht nur auf die größten praktischen Schwierigkeiten stoßen, sondern wahrscheinlich überhaupt praktisch unausführbar bleiben. Und dies trotz der Möglichkeit, angesichts der beim Empfang sehr gering bleibenden Ströme und Spannungen, kleine Isolations-, Eisen- und Leiterquerschnitte anzuwenden; letzteres allerdings auch nur unter Berücksichtigung der resultierenden Ohmschen Widerstände.

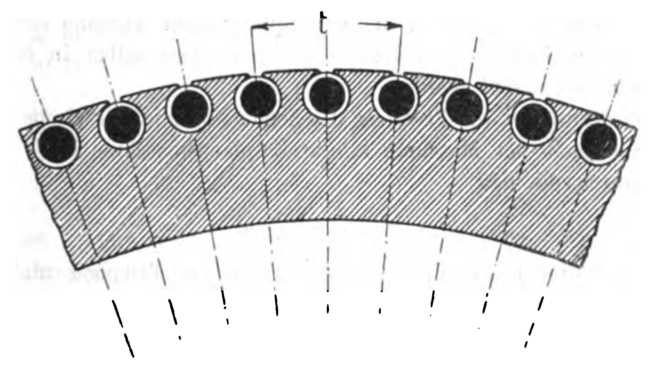



Fig. 2.

Nach Erfahrung des Verfassers dürfte eine Polteilung $t = 5$ mm (Fig. 2) die unterste Grenze derselben, da sonst die Streuungsverhältnisse ungemein ungünstig werden, wenn nicht ein wiederum praktisch unausführbar kleiner Luftspalt zugelassen werden würde.

Aus mechanischen Festigkeitsrücksichten darf eine Umfangsgeschwindigkeit von 100 m/sec. als äußerste Grenze gesetzt werden, und es läßt sich ohne weiteres berechnen, daß mit dieser Polteilung und Umfangsgeschwindigkeit eine höchste Frequenz $\nu = 120 \times 10^3$ zu erreichen wäre, also eine Periodizität von $20 \times 10^3$.

Um also auch nur an die untere Grenze des Bereiches der in der Radiotelegraphie gebräuchlichen Frequenzen heranzukommen —

dieselbe liegt wie gesagt bei etwa $180 \times 10^3$ — mußte man ganz ungeheuer große Umfangsgeschwindigkeiten zulassen.

Der Gedanke, der nun eigentlich der Erfindung zugrunde liegt, ist ein viel weitgehenderer als ausgedrückt und als der bisherigen Ausführung entspräche, es soll nämlich sozusagen eine Umkehrung des in dem Goldschmidtschen Hochfrequenzgenerators sich abspielenden bekannten „Reflexionsprinzips" vorgenommen werden, und zwar eine Periodentransformation im Sinne einer schritt- resp- stufenweisen Periodenverminderung.

Zur Anwendung kann ein normaler Goldschmidtscher Generator kommen, aus praktischen Gründen wird man allerdings eine weitaus kleiner dimensionierte Spezialmaschine anwenden.

Der Generator erhält seine Erregung, nicht wie im Sendebetriebe üblich, durch ein stationäres, durch Gleichstrom erzeugtes Feld, sondern durch ein Wechselfeld herrührend von jenem Hochfrequenzstrom, den eine ferne Sendestation in der empfangenden Antenne erregt.

Die sich hierbei abspielenden Erscheinungen sollen in folgendem analytisch untersucht werden.

Wiederum sei die Frequenz des Senders $\omega$, die elektrische Winkelgeschwindigkeit der Maschine $\nu$, die Empfangsmaschine laufe mit solcher Tourenzahl, daß

$$\nu = \frac{1}{\lambda}(\omega \pm \mu) \tag{2}$$

Hierin bedeutet $\mu$ die Frequenz des Tones im Telephon und $\lambda$ eine ganze Zahl, die so zu wählen ist, daß $\nu$ und damit die Tourenzahl des Generators einen praktisch realisierbaren Wert annimmt. Unter Anwendung von Gleichung (1) sind nun sofort die Frequenzen sämtlicher auftretetenden Ströme zu bestimmen.

1. Der im Antennenkreise fließende Strom, der auch über den Stator seinen Weg nimmt und die Frequenz $\omega$ besitzt, induziert im Rotor eine elektromotorische Kraft von den Frequenzen:

a) $(\omega + \nu)$ und:
b) $(\omega - \nu)$

oder nach Gleichung (2):

a) $\left[\omega\left(1 + \frac{1}{\lambda}\right) \pm \frac{1}{\lambda}\mu\right]$ und:

b) $\left[\omega\left(1 - \frac{1}{\lambda}\right) \mp \frac{1}{\lambda}\mu\right]$

Durch geeignete Schaltung von Resonanzkreisen, welche übrigens

ganz analog ist derjenigen bei der Goldschmidtschen Maschine als Generator[1]), werden nun gewisse Frequenzen durch Resonanz zur ganz besonders starken Ausbildung veranlaßt, während wiederum andere dadurch unterdrückt, praktisch zu Null gemacht, werden, daß die ihnen entsprechenden Impedanzen praktisch $\infty$ belassen werden.

Es entstehe so im Rotor ein Strom der Frequenz $(\omega - \nu)$, während ein Strom von der Frequenz $(\omega + \nu)$ unterdrückt wird, unausgebildet bleibt.

2. Dieser Rotorstrom erzeugt im Stator eine EMK. der Frequenzen:

a) $\omega$ und

b) $(\omega - 2\nu)$ oder:

b) $\left[\omega\left(1 - \frac{2}{\lambda}\right) \mp \frac{2}{\lambda}\mu\right]$

3. Bildet sich wiederum nur ein Strom aus der Frequenz $(\omega - 2\nu)$, so tritt im Rotor eine neue EMK. auf von den Frequenzen:

a) $\omega - \nu$ und

b) $\omega - 3\nu$ oder:

b) $\left[\omega\left(1 - \frac{1}{\lambda}\right) \mp \frac{1}{\lambda}\mu\right]$

b) $\left[\omega\left(1 - \frac{3}{\lambda}\right) \mp \frac{3}{\lambda}\mu\right]$

Fährt man so fort, so erhält man schließlich im $(\lambda + 1)$ten Kreise — Antennenkreis = 1ter Kreis — einen Strom von der Frequenz:

$$[\omega(1 - 1) \mp \mu]$$

also einen Strom von der Tonfrequenz $\mu$. Folgendes Beispiel diene zum besseren Verständnis. Die Sendefrequenz $\omega$ betrage $360 \times 10^3$. Die Tonfrequenz soll 3600 betragen.

Für $\lambda = 4$ ergibt sich aus Gleichung (2) für $\nu$ der Wert 89100 oder 90900.

Für $\nu = 89100$ ergibt sich sodann für die verschiedenen Frequenzen folgende Tabelle:

| | |
|---|---|
| I. Kreis (Antenne) . . . . . . . . . . . . . | $360 \times 10^3$ |
| II. Kreis . . . . . . . . . . . . . . . . . | 270,9 |
| III. Kreis . . . . . . . . . . . . . . . . . | 181,8 |
| IV. Kreis . . . . . . . . . . . . . . . . . | 92,7 |
| V. Kreis (Tonstromkreis) . . . . . . . . . . . | 3,6 |

Die entsprechende Schaltung ist in Fig. 3 angedeutet.

1) B. Macků, Jahrb. 5, 5—14; Jahrb., Patentschau, 2, 626.

Es sollen jetzt die Erscheinungen in energetischer Hinsicht geläutert werden, und zwar unter folgenden grundlegenden Annahmen:

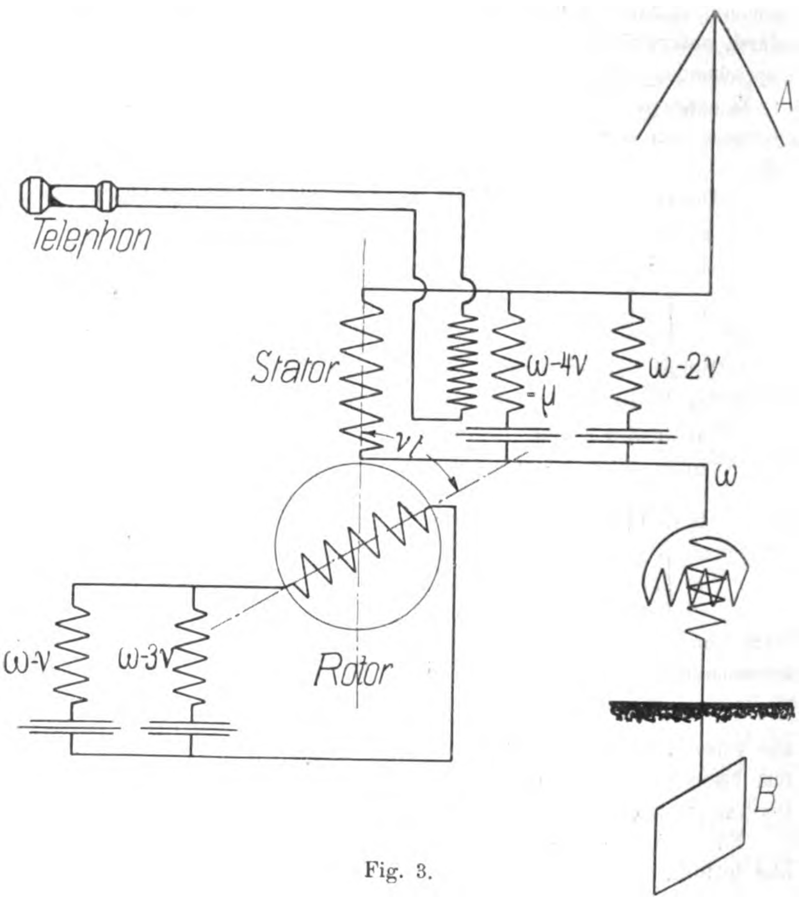



Fig. 3.

1. $\omega$ und $\nu$ seien gegebene konstante Werte.
2. Die EMK., die auf die Antenne stromerregend wirkt, sei:

$$e = E \sin \omega t$$

3. Jeder Kreis sei so abgestimmt, daß in ihm nur ein Strom jener Frequenz fließe, auf die der Kreis abgestimmt ist.

Die Frequenz des Stromes der in irgendeinem z. B. dem $\varkappa$ten Kreis fließt, ist, wie aus dem früheren hervorgeht:

$$\varphi_{\varkappa} = \omega - (\varkappa - 1)\nu \tag{3}$$

oder nach Gleichung (2):

$$\varphi_\varkappa = \omega\left(1 - \frac{\varkappa - 1}{\lambda}\right) \mp \frac{\varkappa - 1}{\lambda}\mu \tag{3a}$$

Die Ströme mit ungeradem Index $k$ fließen, wenn der Stator im Antennenkreise liegt, über den Stator, jene mit geradem Index über den Rotor; außerdem umgekehrt.

Der im Stator fließende Totalstrom ist nun:

$$J = \sum_{\varkappa = 1, 3, 5 \ldots} [A_\varkappa \sin \varphi_\varkappa t + B_\varkappa \cos \varphi_\varkappa t] \tag{4}$$

der im Rotor fließende dagegen:

$$i = \sum_{\varkappa = 2, 4, 6 \ldots} [a_\varkappa \sin \varphi_\varkappa t + b_\varkappa \cos \varphi_\varkappa t] \tag{4a}$$

Nun ist allgemein:

$$a \sin \varphi t + b \cos \varphi t = i \sin(\varphi t + \Theta) \tag{5}$$

Hierin ist $i$ der Maximalwert des Stromes, seine Amplitude, gegeben durch die Beziehung $i = \sqrt{a^2 + b^2}$, während der Winkel $\Theta$ die Phase darstellt, in der sich der periodische Stromverlauf gegen die „Normalphase", das heißt gegen die reine Sinusfunktion $\sin \varphi t$ befindet.

Die so definierte periodische Größe $i$ kann nun in speziell vektorieller Form dargestellt werden durch die Vektorgleichung

$$\mathfrak{i} = i j^\Theta \tag{6}$$

Sie erscheint jetzt in der Form eines Vektoroperators, dessen absoluter Betrag — Tensor — gleich $i$ ist, während die Phase $\Theta$, die der mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega$ rotierende Vektor mit der Normalphase einschließt, durch den Versor $j^\Theta$ gegeben ist.

Danach ist die Normalphase selbst darzustellen durch den „Einheitsvektor" $j^0$.

Über die Ableitung der weiteren grundlegenden Beziehungen dieser speziellen Art der Vektorrechnung sei auf die Arbeit des Verfassers hingewiesen, des Titels: „Die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine in der Selbsterregungsschaltung", die gleichzeitig mit diesem Artikel im Jahrbuch (S. 321) erscheint und in der diese Ableitung zusammenfassend niedergelegt ist.

Hier seien nur die fürs weitere wichtigen Schlußresultate angegeben:

1. $j^\Theta = \cos\Theta + j^{\frac{\pi}{2}} \sin\Theta$
2. $j^0 = 1$
3. $j^\pi = -1$
4. $A_1 j^\Theta + A_2 j^{\Theta_2} = A_3 j^{\Theta_3}$

wo:

$$A_3 = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\Theta_1 - \Theta_2)}$$

und

$$\Theta_3 = \operatorname{arctg} \frac{A_1 \sin \Theta_1 + A_2 \sin \Theta_2}{A_1 \cos \Theta_1 + A_2 \cos \Theta_2}$$

In dieser Form lassen sich nun Gleichung (4) und (4a) wie folgt anschreiben:

$$J = \sum_{\varkappa=1,3,5\ldots} [J j^{\Theta_\varkappa}]_\varkappa = \sum_{\varkappa=1,3,5\ldots} \dot{J}_\varkappa \tag{7}$$

und außerdem:

$$i = \sum_{\varkappa=2,4,6\ldots} [i j^{\Theta_\varkappa}]_\varkappa = \sum_{\varkappa=2,4,6\ldots} i_\varkappa \tag{7a}$$

Die fundamentale Differenzialgleichung für eine Wechselstrommaschine mit dem Wechselinduktionskoeffizienten $m = M \cos \nu t$ lautet, wenn die „treibende" EMK. gleich ist $E \sin \omega t$:

$$\sum_{\varkappa=1,3,5\ldots} \dot{J}_\varkappa \cdot \dot{K}_\varkappa + M \frac{d}{dt} \sum_{\varkappa=1,3,5\ldots} \dot{i}_\varkappa \cos \nu t = E \tag{8}$$

und

$$\sum_{\varkappa=2,4,6\ldots} \dot{i}_\varkappa \cdot \dot{k}_\varkappa + M \frac{d}{dt} \sum_{\varkappa=2,4,6\ldots} \dot{J}_\varkappa \cos \nu t = 0 \tag{9}$$

Hierin bedeuten $\dot{k}_\varkappa$ resp. $\dot{K}_\varkappa$ die „Impedanzoperatoren", die von der Form sind:

$$\dot{K}_\varkappa = R_\varkappa + j^{\frac{\pi}{2}} \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)_\varkappa \text{ resp.:}$$

$$\dot{k}_\varkappa = r_\varkappa + j^{\frac{\pi}{2}} \left( \omega l - \frac{1}{\omega c} \right)_\varkappa$$

Infolge Erfülltseins der Resonanzbedingung gehen diese Vektorausdrücke in einfache Widerstandsoperatoren über mit den Versoren 1. Es wird also in diesem Falle

$$\dot{K}_\varkappa = R_\varkappa \text{ und}$$

$$\dot{k}_\varkappa = r_\varkappa$$

Die Entwicklung der zweiten Addenten der beiden linken Gleichungsseiten geschieht in folgender Weise:

da $\sin(\varphi t + \Theta) \cos \nu t =$

$$= \tfrac{1}{2} \{ \sin [(\varphi + 1) t + \Theta] + \sin [(\varphi - 1) t + \Theta] \}$$

wird:

1. $\sum_{\varkappa=1,3,5\ldots} \dot{J}_\varkappa \cos \nu t = \frac{1}{2} \sum_{\varkappa=2,4,6\ldots} [\dot{J}_{\varkappa-1} + \dot{J}_{\varkappa+1}]_\varkappa$

Ganz analog:

$$2.\quad \sum_{\varkappa=2,4,6\ldots} i_\varkappa \cos \nu t = \tfrac{1}{2} \sum_{\varkappa=1,3,5\ldots} [i_{\varkappa-1} + i_{\varkappa+1}]_\varkappa$$

Schließlich wird:

$$1.\quad \frac{M}{2}\frac{d}{dt} \sum_{\varkappa=2,4,6\ldots} [\dot{J}_{\varkappa-1} + \dot{J}_{\varkappa+1}]_\varkappa = j^{\frac{\pi}{2}} \frac{M}{2} \varphi_\varkappa \sum_{\varkappa=2,4,6\ldots} [\dot{J}_{\varkappa-1} + \dot{J}_{\varkappa+1}]_\varkappa$$

und

$$2.\quad \frac{M}{2}\frac{d}{dt} \sum_{\varkappa=1,3,5\ldots} [i_{\varkappa-1} + i_{\varkappa-1}]_\varkappa = j^{\frac{\pi}{2}} \frac{M}{2} \varphi_\varkappa \sum_{\varkappa=1,3,5\ldots} [i_{\varkappa-1} + i_{\varkappa+1}]_\varkappa$$

Dies in Gleichung (8) und (9) eingesetzt gibt:

$$\sum_{\varkappa=1,3,5\ldots} \dot{J}_\varkappa \cdot R + j^{\frac{\pi}{2}} \frac{M}{2} \varphi_\varkappa \sum_{\varkappa=1,3,5\ldots} [i_{\varkappa-1} + i_{\varkappa+1}]_\varkappa = E \tag{10}$$

und:

$$\sum_{\varkappa=2,4,6\ldots} i_\varkappa \cdot r_\varkappa + j^{\frac{\pi}{2}} \frac{M}{2} \varphi_\varkappa \sum_{\varkappa=2,4,6\ldots} [\dot{J}_{\varkappa-1} + \dot{J}_{\varkappa+1}]_\varkappa = 0 \tag{11}$$

Da nun Gleichgewicht nur bestehen kann zwischen Spannungen gleicher Frequenz, so müssen die Gleichungen (10) und (11) auch gelten für eine bestimmte Frequenz resp. für ein bestimmtes $\varkappa$ unter Weglassung des Summenzeichens.

Es resultieren aus obigem somit zwei Gleichungssysteme folgender Form:

$$\begin{aligned}
\dot{J}_1 R_1 + j^{\frac{\pi}{2}} \frac{M}{2} \omega \quad i_2 \qquad &= E \\
\dot{J}_3 R_3 + j^{\frac{\pi}{2}} \frac{M}{2} \varphi_3 (i_4 + i_2) &= 0 \\
\dot{J}_5 R_5 + j^{\frac{\pi}{2}} \frac{M}{2} \varphi_5 (i_6 + i_4) &= 0 \\
\vdots \qquad\qquad \vdots \qquad\qquad &\vdots \\
i_2 r_2 + j^{\frac{\pi}{2}} \frac{M}{2} \varphi_2 (i_1 + i_3) &= 0 \\
i_4 r_4 + j^{\frac{\pi}{2}} \frac{M}{2} \varphi_4 (i_3 + i_5) &= 0 \\
i_6 r_6 + j^{\frac{\pi}{2}} \frac{M}{2} \varphi_6 (i_5 + i_7) &= 0 \\
\vdots \qquad\qquad \vdots \qquad\qquad &\vdots
\end{aligned}$$

Setzt man nun zur Abkürzung:

$$\frac{2 r_\varkappa}{M \cdot \varphi_\varkappa} = \frac{2 r_\varkappa}{M\left[\omega\left(1 - \frac{k-1}{\lambda}\right) \mp \frac{k-1}{\lambda}\mu\right]} = \delta_\varkappa$$

und analog:

$$\frac{2 R_\varkappa}{M \varphi_\varkappa} = \Delta_\varkappa$$

und außerdem noch:

$$\xi = \frac{2 E}{\omega M}$$

so erhält man endlich zur Berechnung aller auftretenden Ströme das Gleichungssystem:

$$\begin{aligned}
\dot{J}_1 \Delta_1 + j^{\frac{\pi}{2}} i_2 &= \xi \\
j^{\frac{\pi}{2}} \dot{J}_1 + \delta_2 i_2 + j^{\frac{\pi}{2}} \dot{J}_3 &= 0 \\
j^{\frac{\pi}{2}} i_2 + \Delta_3 \dot{J}_3 + j^{\frac{\pi}{2}} i_4 &= 0 \\
j^{\frac{\pi}{2}} \dot{J}_3 + \delta_4 i_4 + j^{\frac{\pi}{2}} \dot{J}_5 &= 0
\end{aligned}$$

und so weiter.

In Determinantenform lautet nun die Gleichung zwischen $\dot{J}_1$ und $\xi$:

$$\dot{J}_1 \begin{vmatrix} \Delta_1 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 & 0 \dots \\ j^{\frac{\pi}{2}} & \delta_2 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 \dots \\ 0 & j^{\frac{\pi}{2}} & \Delta_3 & j^{\frac{\pi}{2}} \dots \\ 0 & 0 & j^{\frac{\pi}{2}} & \delta_4 \dots \\ 0 & 0 & 0 & j^{\frac{\pi}{2}} \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{vmatrix} = \xi \begin{vmatrix} \delta_2 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 & 0 \dots \\ j^{\frac{\pi}{2}} & \Delta_3 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 \dots \\ 0 & j^{\frac{\pi}{2}} & \delta_4 & j^{\frac{\pi}{2}} \dots \\ 0 & 0 & j^{\frac{\pi}{2}} & \Delta_5 \dots \\ 0 & 0 & 0 & j^{\frac{\pi}{2}} \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{vmatrix}$$

oder einfach:

$$\dot{J}_1 = \xi \frac{1}{\mathrm{Det}_1 / \mathrm{Det}_0}$$

wo:

$$\mathrm{Det}_1 = \Delta_1 \, \mathrm{Det}_0 - j^{\frac{\pi}{2}} \mathit{Det}_2'$$

Ferner ist:

$$\mathrm{Det}_2' = j^{\frac{\pi}{2}} \begin{vmatrix} \Delta_3 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 & 0 \dots \\ j^{\frac{\pi}{2}} & \delta_4 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 \dots \\ 0 & j^{\frac{\pi}{2}} & \Delta_5 & j^{\frac{\pi}{2}} \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{vmatrix} = j^{\frac{\pi}{2}} \, \mathrm{Det}_2$$

Es ist also, da $j^{\frac{\pi}{2}} \cdot j^{\frac{\pi}{2}} = j^{\pi} = -1$:

$$\mathrm{Det}_1 = \Delta_1 \,\mathrm{Det}_0 + \mathrm{Det}_2$$

und:

$$\frac{\mathrm{Det}_1}{\mathrm{Det}_0} = \Delta_1 + \frac{1}{\mathrm{Det}_0/\mathrm{Det}_2}$$

$$\mathrm{Det}_0 = \delta_2 \,\mathrm{Det}_2 - j^{\frac{\pi}{2}} \,\mathrm{Det}_3'$$

wo:

$$\mathrm{Det}_3' = j^{\frac{\pi}{2}} \begin{vmatrix} \delta_4 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 & 0 \dots \\ j^{\frac{\pi}{2}} & \Delta_5 & j^{\frac{\pi}{2}} & 0 \dots \\ 0 & j^{\frac{\pi}{2}} & \delta_6 & j^{\frac{\pi}{2}} \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{vmatrix} = j^{\frac{\pi}{2}} \,\mathrm{Det}_3$$

Also:

$$\mathrm{Det}_0 = \delta_2 \,\mathrm{Det}_2 + \mathrm{Det}_3 .$$

Daraus:

$$\frac{\mathrm{Det}_0}{\mathrm{Det}_2} = \delta_2 + \frac{1}{\mathrm{Det}_2/\mathrm{Det}_3}$$

Fährt man nun mit diesem Verfahren so fort, so erhält man schließlich:

$$\dot{J}_1 = \xi \frac{1}{\Delta_1 + \cfrac{1}{\delta_2 + \cfrac{1}{\Delta_3 + \cfrac{1}{\delta_4 + \cfrac{1}{\dots\dots}}}}} \tag{12}$$

Da die Phase von $\dot{J}_1$ gleich Null, der Versor also gleich Eins ist, ist die Stromamplitude $J_1$ von demselben Ausdruck wie $\dot{J}_1$.

Ähnlich läßt sich zwischen $\dot{i}_2$ und $\dot{J}_1$; $\dot{J}_3$ und $\dot{i}_2$; $\dot{i}_4$ und $\dot{J}_3$; $\dot{J}_5$ und $\dot{i}_4$ usw. je eine Determinantengleichung aufstellen, deren Lösung ganz analog der obigen verläuft.

Die Schlußgleichungen für die verschiedenen Stromvektoren lauten:

$$\left.\begin{aligned} \dot{i}_2 &= j^{-\frac{\pi}{2}} \dot{J}_1 \cdot \frac{1}{\sigma_2} \\ \dot{J}_3 &= j^{-\frac{\pi}{2}} \dot{i}_2 \cdot \frac{1}{\sigma_3} \\ \dot{i}_4 &= j^{-\frac{\pi}{2}} \dot{J}_3 \cdot \frac{1}{\sigma_4} \\ &\vdots \end{aligned}\right| \tag{13}$$

Hierin sind die $\sigma_\varkappa$ gegeben durch die Kettenbrüche:

$$\left.\begin{aligned}
\sigma_2 &= \delta_2 + \cfrac{1}{\varDelta_3 + \cfrac{1}{\delta_4 + \cfrac{1}{\varDelta_5 + \cfrac{1}{\cdots\cdots}}}} \\
\sigma_3 &= \varDelta_3 + \cfrac{1}{\delta_4 + \cfrac{1}{\varDelta_5 + \cfrac{1}{\delta_6 + \cfrac{1}{\cdots\cdots}}}} \\
\sigma_4 &= \delta_4 + \cfrac{1}{\varDelta_5 + \cfrac{1}{\delta_6 + \cfrac{1}{\varDelta_7 + \cfrac{1}{\cdots\cdots}}}}
\end{aligned}\right| \tag{14}$$

und so weiter.

Für die Stromamplituden erhält man schließlich die Ausdrücke:

$$\left.\begin{aligned}
J_1 &= \xi \cdot \frac{1}{\sigma_1} \\
i_2 &= \xi \cdot \frac{1}{\sigma_1 \sigma_2} \\
J_3 &= \xi \cdot \frac{1}{\sigma_1 \sigma_2 \sigma_3} \\
i_4 &= \xi \cdot \frac{1}{\sigma_1 \sigma_2 \sigma_3 \sigma_4}
\end{aligned}\right| \tag{15}$$

und so weiter.

Die nächste zu beantwortende Frage wird nun jene sein:

Wie groß ist bei gegebenen Konstanten $\varDelta_\varkappa$ und $\delta_\varkappa$ die Energie im letzten, also dem Tonstromkreis und durch welche Mittel resp. Maßnahmen ist dieser Energiebetrag, also auch die Lautstärke im Telefon auf ein Maximum zu bringen.

I. Die totale Kreiszahl $(\lambda + 1)$ sei ungerade.

Bei fortschreitend größer werdender Totalkreiszahl resultiert für den jeweils letzten, also Tonstromkreis eine Amplitude, die nach den Gleichungen (15) berechenbar ist und die nach einfacher Umrechnung und Multiplikation der Kettenbrüche $\sigma_\varkappa$ sich wie folgt anschreiben läßt:

$J_1 = \xi \cdot [\Delta_1]^{-1}$
$J_3 = \xi \cdot [\Delta_3(\Delta_1 \delta_2 + 1) + \Delta_1]^{-1}$
$J_5 = \xi \cdot [\Delta_5(\Delta_1 \delta_2 \Delta_3 \delta_4 + \Delta_1 \delta_4 + \Delta_3 \delta_4 + 1) + \Delta_1 \delta_2 \Delta_3 + \Delta_1 + \Delta_3]^{-1}$

oder in allgemeinster Form, wenn der Kürze halber statt $(\lambda + 1)$: $\varkappa$ gesetzt bleibt:

$$J_\varkappa = \xi[\Delta_\varkappa(1 + f\{\Delta_1 \delta_2 \Delta_3, \ldots \delta_{\varkappa-1}\}) + f\{\Delta_1 \delta_2 \ldots \Delta_{\varkappa-2}\} + \Delta_1 + \Delta_3 = \Delta_5 + \ldots + \Delta_{\varkappa-2}]^{-1} \tag{16}$$

In abgekürzter Form lauten diese Gleichungen:

$$J_\varkappa = \xi \cdot \frac{1}{A \Delta_\varkappa + B} \tag{17}$$

Nun ist aber, da $\varphi_{\lambda+1} = \mu$:

$$\Delta_\varkappa = \frac{2 R_\varkappa}{\mu M}$$

Dies in Gleichung (17) eingesetzt gibt nach Quadrieren des Ganzen:

$$J_\varkappa^2 = \xi^2 \frac{1}{\frac{4 R_\varkappa^2}{\mu^2 M^2} A^2 + \frac{4 R_\varkappa}{\mu M} A B + B^2}$$

Mit $^1/_2 R_\varkappa$ multipliziert:

$$^1/_2 J_\varkappa^2 R_\varkappa = {^1/_2} \xi^2 \frac{1}{\frac{4 R_\varkappa}{\mu^2 M^2} A^2 + \frac{4}{\mu M} A B + \frac{B^2}{R_\varkappa}}$$

Dieser Ausdruck stellt nun aber nichts anderes dar als die elektrische Energie $W_\varkappa$ resp. $W_{\lambda+1}$ im letzten Kreise, welche ein Maaß für die Lautstärke im Telephon ist.

Da endlich:

$$\xi = \frac{2 E}{\omega M}$$

ist:

$$W_\varkappa = \frac{2 E^2}{\omega^2 M^2} \cdot \frac{1}{\frac{4 R_\varkappa}{\mu^2 M^2} A^2 + \frac{4}{\mu M} A B + \frac{B^2}{R_\varkappa}} \tag{18}$$

Diese Leistung wird ein Maximum, wenn der Nenner des zweiten Bruches ein Minimum wird, oder wenn, wie aus dem Nullsetzen von dessen Ableitung folgt:

$$R_\varkappa = \frac{B \mu M}{2 A} \tag{19}$$

Unter dieser Bedingung wird die Leistung:

$$W_\varkappa = \frac{2E^2}{\omega^2 M^2} \cdot \frac{1}{8\frac{AB}{\mu M}}$$

oder:

$$W_\varkappa = \frac{E^2 \mu}{4\omega^2 M A B} \tag{20}$$

Je kleiner nun das Produkt $A \cdot B$ wird, um so größer wird die Leistung $W_\varkappa$ und damit die Lautstärke im Telephon. Nach Gleichung (16) ist nun $A$ gegeben durch den Ausdruck:

$$A = 1 + f(\Delta_1 \delta_2 \Delta_3 \ldots \delta_{\varkappa-1})$$

und zwar sind die Summanden in der Klammer Produkte von mindestens 2 Faktoren.

Es wird nun Aufgabe des Konstrukteurs sein, vom 2ten bis zum $(\varkappa - 1)$ten Kreise möglichst geringe Widerstände bei tunlichst großem Wechselinduktionskoeffizienten $M$ anzustreben; dies kommt selbstverständlich auf einen Kompromis hinaus. Immerhin kann es mit keiner allzu großen Schwierigkeit verbunden erscheinen, den Wert von $A$ mit genügender praktischer Genauigkeit der Einheit gleich zu machen.

Was nun dagegen $B$ anbelangt, so werden sicher sämtliche Addenten, die Produkte von mindestens 3 Faktoren darstellen — so z. B. in $J_5 : \Delta_1 \delta_2 \Delta_3$ — praktisch vernachlässigbar sein gegen die übrigen Addenten.

Es bleibt somit übrig:

$$B = \Delta_1 + \Delta_3 + \Delta_5 + \ldots \Delta_{\varkappa-2}$$

Am größten ist hiervon zweifelsohne $\Delta_1$ infolge des wohl stets einige Ohm betragenden Antennenwiderstandes $R_A$.

Sollen dagegen alle übrigen $\Delta_\varkappa$ vernachlässigbar sein, so kann dies, da sämtliche $\Delta_\varkappa$ indirekt proportional sind dem Wechselinduktionskoeffizienten $M$ nur durch Anwendung möglichst kleiner Widerstände $R_3, R_5 \ldots R_{\varkappa-2}$ erreicht werden.

Läßt sich dies praktisch realisieren, so wird:

$$AB = \Delta_1$$

Somit ergibt sich schließlich die bestenfalls im Tonstromkreise erreichbare Energie:

$$W_\varkappa = W_{\lambda+1} = \frac{E^2 \mu}{4\omega^2 M \delta_1}$$

oder da: $\delta_1 = \dfrac{2R_1}{\omega M}$:

$$W_{\lambda+1} = \frac{E^2 \mu}{8 \omega R_1} \tag{21}$$

Nun ist: $\frac{E^2}{2 R_1}$ derjenige Energiebetrag, der in dem Antennenkreise schwingen würde, wäre diese mit keinem weiteren energieentziehenden System verbunden. (Solange $R_1$ nur den reinen Antennenwiderstand darstellt, der Statorwiderstand also dagegen vernachlässigbar bleibt.)

Der Faktor der Energieausnützung ist somit gegeben durch die Beziehung:

$$f = \frac{\mu}{4 \omega} \tag{22}$$

Dieser Faktor gilt nach dem bisherigen natürlich nur, wenn der Widerstand des letzten Kreises die Bedingung erfüllt:

$$R_\varkappa = \frac{B M \mu}{2 A} = \frac{\delta_1 M \mu}{2} = \frac{\mu}{\omega} \cdot R_1 \tag{23}$$

Daraus resultieren für $R_\varkappa$ ungemein kleine Werte; so z. B. für:

$$\omega = 360 \times 10^3; \ \mu = 3{,}6 \times 10^3$$

und $R_1 = 5 \ \Omega$:

$$R_\varkappa = 0{,}05 \ \Omega$$

Außerdem bleibt zu bedenken, daß $R_\varkappa$ aus zwei Teilen besteht:

1. $R_T$ dem Widerstande des Telephons, resp. bei Transformation dem auf die Primäre reduzierten Telephonwiderstand;

2. $R_M$: dem Widerstand der Statorwirkung, der Leitung, eventuell des Transformators und schließlich dem Dämpfungswiderstande der Abstimmkapazität.

Je größer nun $R_M$ im Verhältnis zu $R_T$ ist, eine um so schlechtere Energieausnützung stellt der Fall dar. Man käme somit auf die Notwendigkeit ganz enorm geringer Widerstandswerte für $R_M$, deren Einhaltung sich natürlich eine praktische Unausführbarkeit entgegenstellt.

II. Ganz analog ist der Fall zu behandeln, wenn die Totalkreiszahl $(\lambda + 1)$ gerade ist.

Man erhält für die jeweils im letzten Kreise auftretende Stromamplitude die Gleichungen:

$$i_2 = \xi [\varDelta_1 \delta_2 + 1]^{-1}$$

$$i_4 = \xi [\delta_4 (\varDelta_1 \delta_2 \varDelta_3 + \varDelta_1 + \varDelta_3) + \varDelta_1 \delta_2 + 1]^{-1}$$

$$\begin{aligned} i_6 = \xi [\delta_6 (\varDelta_1 \delta_2 \varDelta_3 \delta_4 \varDelta_5 + \varDelta_1 \delta_2 \varDelta_3 + \varDelta_1 \delta_2 \varDelta_5 + \\ + \varDelta_1 \delta_4 \varDelta_5 + \varDelta_1 + \varDelta_3 \delta_4 \varDelta_5 + \varDelta_3 + \varDelta_5) + \\ + \varDelta_1 \delta_2 \varDelta_3 \delta_4 + \varDelta_1 \delta_2 + \varDelta_1 \delta_4 + \varDelta_3 \delta_4 + 1]^{-1} \end{aligned}$$

Oder in allgemeinster Form:

$$i_\varkappa = \xi [\delta_\varkappa (f(\varDelta_1\, \delta_2\, \varDelta_3 \ldots \delta_{\varkappa-1}) + \varDelta_1 + \varDelta_3 + \ldots \varDelta_{\varkappa-1}) + \\ + f(\varDelta_1\, \delta_2\, \varDelta_3 \ldots \delta_{\varkappa-2}) + 1]^{-1} \qquad (24)$$

Wie früher abgekürzt:

$$i_\varkappa = \xi \frac{1}{\delta_\varkappa A + B} \qquad (25)$$

Die Leistung im letzten Kreise wird nach ganz analoger Ableitung wie früher ein Maximum wenn $A \cdot B$ ein Minimum wird.

Dies tritt ein, wenn $A = \varDelta_1$ und $B = 1$.

Der Widerstand des letzten Kreises war gegeben durch die Beziehung:

$$r_\varkappa = \frac{B \cdot M \mu}{2A} = \frac{M \mu}{2 \varDelta_1} = \frac{\omega M^2 \mu}{4 R_1} \qquad (26)$$

Der Optimumswiderstand des letzten Kreises ist also bei gerader Kreiszahl proportional dem Quadrate des Wechselinduktionskoeffizienten $M$ und man hat es dadurch in der Hand, durch passende Wahl von $M$ auf nicht zu kleine Werte für $r_\varkappa$ zu geraten.

Im folgenden möge das Bisherige an einem Beispiel illustriert werden.

Die Frequenz der zu empfangenden Welle sei wiederum:

$$\omega = 360 \times 10^3$$

Die Tonfrequenz soll sein:

$$\mu = 3{,}6 \times 10^3$$

Wählt man, wie in Fig. 3 eingezeichnet, fünf Kreise, so müßte sein:

$$\nu = 89100$$

Die auftretenden Frequenzen sind bereits früher berechnet. Die EMK. an den Antennen sei:

$$E = 1 \times 10^{-3} \text{ Volt.}$$

Der Antennenwiderstand betrage 5 $\Omega$; der W.I.C. der Maschine sei $M = 100 \times 10^3$ abs oder $1 \times 10^4$ Henry.

Endlich sei:

$$r_2 = 0{,}2\ \Omega$$
$$R_3 = 0{,}15\ \Omega$$
$$r_4 = 0{,}1\ \Omega$$

Dies sind Widerstandswerte, die denen der Goldschmidtschen Hochfrequenzmaschine einigermaßen entsprechen. Übrigens erscheint infolge der kleinen Induktionen und der damit verbundenen geringen

Ummagnetisierungsverluste für $r_x$ und $R_x$ die Einsetzung der mit Gleichstrom gemessenen Widerstände + einem Zuschlag von 10—20 % ohne weiteres angängig.

Wie groß ist nun $A \cdot B$?

$$\varDelta_1 = \frac{10}{360000 \cdot 0,0001} = 0,278$$

$$\delta_2 = \frac{0,4}{270900 \cdot 0,0001} = 0,0147$$

$$\varDelta_3 = \frac{0,3}{181800 \cdot 0,0001} = 0,0167$$

$$\delta_4 = \frac{0,2}{92700 \cdot 0,0001} = 0,0216$$

Hieraus berechnet sich:

$$A \cdot B = (\varDelta_1 \delta_2 \varDelta_3 \delta_4 + \varDelta_1 \delta_2 + \varDelta_1 \delta_4 + \varDelta_3 \delta_4 + 1) \cdot (\varDelta_1 \delta_2 \varDelta_3 + \varDelta_1 + \varDelta_3) = \\ = 1,01046 \cdot 0,29538 = 0,29847$$

Wäre für $A \cdot B$ einfach $\varDelta_1$ gesetzt worden, so hätte dies einen Fehler von $-6,7$ % verursacht.

Die Energie im letzten Kreise ist nach Gleichung (20):

$$W_5 = \frac{E^2 \mu}{4 \omega^2 M A B} = \\ = \frac{0,01^2 \cdot 3600}{4 \cdot 360000^2 \cdot 0,0001 \cdot 0,29847} = 2,33 \times 10^{-8} \text{ Watt}$$

Für den Widerstand $R_5$ ergäbe sich der Wert:

$$R_5 = \frac{M \mu B}{2 A} = 0,053 \ \Omega$$

Um nun für dasselbe $\omega$ und $\mu$ mit vier Kreisen auszukommen muß $\lambda$ zu 3 gewählt werden. Man erhält dann für $\nu$ nach Gleichung (2) den Wert 118800 und die Frequenzen in den vier Kreisen sind:

| | |
|---|---|
| I. Kreis (Antenne) . . . . . . . . . . . . . . | 360 $\times 10^3$ |
| II. Kreis . . . . . . . . . . . . . . . . . . | 241,2 |
| III. Kreis . . . . . . . . . . . . . . . . . . | 122,4 |
| IV. Kreis (Tonstromkreis) . . . . . . . . . . | 3,6 |

Außerdem sei wiederum:

$R_1 = 5 \ \Omega$ daraus: $\varDelta_1 = 0,278$
$r_2 = 0,2 \ \Omega$ $\delta_2 = 0,0166$
$R_3 = 0,15 \ \Omega$ $\varDelta_3 = 0,0245$

Es wird jetzt:

$$A \cdot B = (\varDelta_2 \delta_2 \varDelta_3 + \varDelta_1 + \varDelta_3)(1 + \varDelta_1 \delta_2) = \\ = 0{,}30261 \cdot 1{,}00462 = 0{,}30301$$

Für $A \cdot B$ einfach $\varDelta_1 = 0{,}278$ gesetzt, hätte einen Fehler von $- 8{,}3\,{}^0/_0$ bewirkt.

Die Energie im letzten Kreise berechnet sich wie vorher zu:

$$W_4 = 2{,}29 \times 10^{-8} \text{ Watt}$$

Endlich muß nach Gleichung (26) der Widerstand des Tonstromkreises sein:

$$r_4 = \frac{B \cdot M\mu}{2A} = 0{,}595\ \Omega$$

Der Faktor der günstigsten Energieausnützung entsprechend Gleichung (22), der streng genommen noch mit dem Quotienten:

$$\left[\frac{r_T}{r_T + r_M}\right] \text{ resp. } \left[\frac{R_T}{R_T + R_M}\right]$$

zu multiplizieren ist, bleibt nach dem bisherigen stets sehr klein und wird um so kleiner, je größer das Periodenumsetzungsverhältnis: $\frac{\omega}{\mu}$ ist.

Für kurze Wellen wird somit dieses Empfangssystem an und für sich ausscheiden. Immerhin wird dasselbe doch stets nur da Anwendung finden, wo auch auf der Sendeseite mit einer Goldschmidtschen Maschine gearbeitet wird. Da nun aus praktisch naheliegenden Gründen deren kürzeste Welle 5000 m, also höchste Frequenz rund $360 \times 10^3$ beträgt, so wäre der kleinstmöglich vorkommende theoretische Wert von $f$ bei einer durchwegs gewählten Tonfrequenz $\mu = 3{,}0 \times 10^3$:

$$f = \frac{1}{480} = 0{,}00208$$

entsprechend einer Energieausnutzung von $0{,}2\,{}^0/_0$. Vergleicht man diesen Wert mit der elektrischen Ökonomie anderer Empfangssysteme, wie Ticker, Schleifdetektor oder Thermo- resp. Elektrolytdetektor — letztere kämen bei rein ungedämpfter Energieform nur für Relaisbetrieb zum direkten Schreibempfang in Betracht —, wobei man vorläufig allerdings nur auf durch die praktische Erfahrung geleitete Schätzung angewiesen ist, so dürfte jener Vergleich nicht so sehr zu ungunsten des maschinellen Empfanges ausfallen, als es aus obigen Zahlen fürs erste erscheinen mag.

Auch bleibt zu bedenken, daß die menschliche Hörempfindlichkeit eine weitaus höhere ist auf einen rein musikalischen Ton von richtig

gewählter Tonhöhe[1]), als auf das mehr zischende resp. surrende Geräusch der Detektoren mit intermittierendem Kontakt, wie Ticker und Schleifdetektor.

Ein großer und gar nicht zu unterschätzender Vorteil dieser Empfangsmethode liegt nun darin, die atmosphärischen Störungen beseitigen, oder doch unschädlich machen zu können. Es ist bekannt, daß jene nichts anderes sind als freie Schwingungen des Antennengebildes, das durch plötzliche stoßweise Änderung des es umgebenden elektrostatischen Feldes zu einem gewissen Potential aufgeladen wurde. Ebenfalls bekannt ist, daß jene „angestoßenen Schwingungen sich mit einer Frequenz vollziehen, die gleich der Antenneneigenschwingung ist und endlich abklingen nach dem „Dämpfungsfaktor“:

$$e^{\pi r}\sqrt{\frac{C}{L}}$$

Diese so ausgelösten parasitären Schwingungen überlagern sich in ihrer Wirkung auf das Telephon und Hörorgan dem durch die Sendestation erregten Empfangsantennenstrom, und wenn sie stark genug sind, ist jede Zeichenaufnahme illusorisch gemacht.

Gerade bei in den Tropen liegenden Empfangsstationen ist recht oft jenes Übel von weit eingreifendem Einflusse; andererseits ist man heutzutage so weit, Sendestationen zu bauen, die es ermöglichen außerordentlich große Energiequanten vermittels Antennensystemen von ganz kolossalen Abmessungen auszustrahlen, so daß selbst über viele tausend Kilometer ein stets einwandsfreier Empfang zustande kommen müßte, wäre es möglich, den schädlichen Einfluß der atmosphärischen Störungen zu eliminieren, sogar wenn letzteres auf Kosten der Empfindlichkeit des Empfangssystems geschähe.

Die Maßnahme der Störungsbeseitigung ist nun einfach folgende:

Eine Empfangsstation stehe in Erwartung eines Empfanges, und zwar weiß sie, daß die Sendestation mit einer Wellenlänge von 5000 m arbeitet, also einer Frequenz von rund $360 \times 10^3$.

Nach Maßgabe des Bisherigen muß sie die Empfangsmaschine bei Vorhandensein von fünf Resonanzkreisen mit $\nu = 89100$ laufen lassen.

Nach einer vorgenommenen Feinabstimmung aller, auch des Antennenkreises auf die entsprechenden, schon früher angegebenen Frequenzen, möge sich ein starker ungleichmäßiger Ton im Telephon zeigen, herrührend von atmosphärischen Störungen.

---

1) Wien. Phys. Zeitschr. 1902, S. 69 und Austin, „Bulletin of the Bureau of Standards“ 5, 1908, S. 53.

Dieser Ton hat seinen Ursprung in freien Schwingungen der Antenne von der Frequenz $\omega$. Wenn jene auch infolge der Inkonstanz der Atmosphärilien und infolge ihres eigenen Abklingens eine starke Amplitudenvariabilität aufweisen, müssen sie doch zur Periodentransformation nach den bisher abgeleiteten Gesetzen Anlaß geben.

Wird nun die Abstimmung der Antenne verändert, so ändert sich hierdurch die Frequenz der parasitären Schwingungen entsprechend:

$$\omega' = \frac{1}{\sqrt{C(L \pm L')}}$$

wenn man von dem Einfluß der Dämpfung absieht unter $\pm L'$ die Größe der induktiven oder auch kapazitiven Abstimmungsänderung des Antennenkreises versteht.

Es ist nun leicht zu zeigen, daß bei einer gewissen Verstimmung, also einem gewissen $L'$ resp. $\omega'$ der Ton im Telephon, der von Störungen herrührt, verschwinden muß.

Setzt man nämlich in Gleichung (2) an Stelle von $\omega$ einen neuen zu bestimmenden Wert $\omega'$, so muß, damit $\mu' = 0$ wird — $\nu$ ist nach wie vor konstant zu halten — gelten:

$$\nu = \frac{1}{\lambda}\omega' \text{ oder } \omega' = \nu\lambda \tag{27}$$

Sobald diese Bedingung erfüllt ist, das heißt, sobald die Eigenfrequenz des Antennenkreises auf $\omega'$ eingestellt ist, ist die Empfangsanlage störungsfrei und das angestrebte Ziel ist erreicht. Es bleibt nur noch die Frage zu beantworten: „Welchen Einfluß hat nun im praktischen Falle diese Verstimmung auf die Empfangslautstärke?“

Die Schwingungen, die die sendende Station in der Empfangsantenne auslöst, sind in ihrer Frequenz fest an die des Senders gebunden, sie sind also erzwungene Schwingungen. Die Verstimmung der Antenne hat also auf die Empfangsschwingungen keinen anderen Einfluß, als den, die Impedanz derselben — die bei Isochronität einfach gleich dem Dämpfungswiderstande des Antennenkreises ist — zu vergrößern.

In je größerem Maße diese Verstimmung gemäß Gleichung (27) zu geschehen hat, um so mehr wird also auch die Empfangslautstärke zurückgehen.

Im allgemeinen bleiben die bedingenden Impedanzänderungen jedoch stets so klein, daß der Vorteil der Störungsfreiheit wohl sicher den kleinen Nachteil einer etwas geschwächten Lautstärke überwiegt.

Da nun:

$$1. \qquad \omega L = \frac{1}{\omega C}$$

und
$$2.\quad \omega'(L \pm L') = \frac{1}{\omega' C}$$

berechnet sich der Impedanzoperator des nunmehr verstimmten Antennenkreises aus:

$$\dot{K} = R_1 + j^{\frac{\pi}{2}}\left[\omega L_1\left(\frac{\omega^2}{\omega'^2} - 1\right)\right] \tag{28}$$

oder die Impedanz selbst:

$$Z = \left[R_1{}^2 + \left\{\omega_1 L_1\left(\frac{\omega^2}{\omega'^2} - 1\right)\right\}^2\right]^{1/2} \tag{28a}$$

Dies in Gleichung (21) eingesetzt ergibt für die Energie im letzten Kreise:

$$W_\varkappa = \frac{E^2 \mu}{8\omega}\left[R_1{}^2 + \left\{\omega L_1\left(\frac{\omega}{\omega'^2} - 1\right)\right\}^2\right]^{-1/2} \tag{29}$$

Im folgenden Beispiel seien für Dämpfung und Selbstinduktion der Wirklichkeit entsprechende Werte eingesetzt. Es sei: $\omega = 360 \times 10^3$ dann muß nach früherem bei $\lambda = 4$, und $\nu = 89100$: $\omega = \lambda \cdot \nu = 356{,}4 \times 10^3$ sein.

Der totale Dämpfungswiderstand sei: $R_1 = 5\ \Omega$, die Induktivität sei 0,0003 Henry. Diese Werte in Gleichung (28a) eingesetzt gibt:

$$Z = [25 + \{360000 \cdot 0{,}0003(1{,}02 - 1)\}^2]^{1/2}$$

oder: $Z = 5{,}45\ \Omega_\varepsilon$.

Die Impedanz wäre also nun nur 9% größer geworden als der reine Widerstand.

Ob bei kleinerem $\omega$, das ist längerer Welle, eine völlige Kompensation der Störungen möglich ist, ohne die Empfangslautstärke dadurch zu sehr herabzusetzen, bliebe dem Versuche zur Entscheidung zugestellt. Es wächst nämlich bei gleichbleibender Antennenkapazität die Selbstinduktion $L_1$ mit dem Quadrate der Frequenzabnahme — die Antenne wäre z. B. bei $^1/_2\,\omega$ auf den vierfachen Selbstinduktions betrag zu verlängern.

Außerdem wächst:
$$\left(\frac{\omega^2}{\omega'^2} - 1\right)$$

bei abnehmendem $\omega$ und konstantem $\mu$.

Andererseits allerdings nimmt $R_1$ mit $\omega$ stark ab, infolge Abnahme des Antennenstrahlungswiderstandes.

Bei z. B. $\omega = 180 \times 10^3$ und der Antenne des vorigen Beispiels mit nunmehr einem Widerstande $R_1 = 3\ \Omega$ und mit einer nunmehr vergrößerten Induktivität $= 4 \cdot 0{,}0003 = 0{,}0012$ Henry wird die Impedanz, da bei $\mu = 3{,}6 \times 10^3$:

$$\left(\frac{\omega^2}{\omega'^2} - 1\right) = 0{,}04$$

$$Z = 9{,}12\ \Omega$$

Die Lautstärke wäre also auf den dritten Teil gesunken.

Bei so sehr langen Wellen würde man jedoch stets, — und dies auch aus anderen Gründen — weitaus größere Antennen anwenden mit beträchtlich höherer Kapazität, es wäre somit eine nicht so starke Verlängerung, wie in obigem Beispiel nötig.

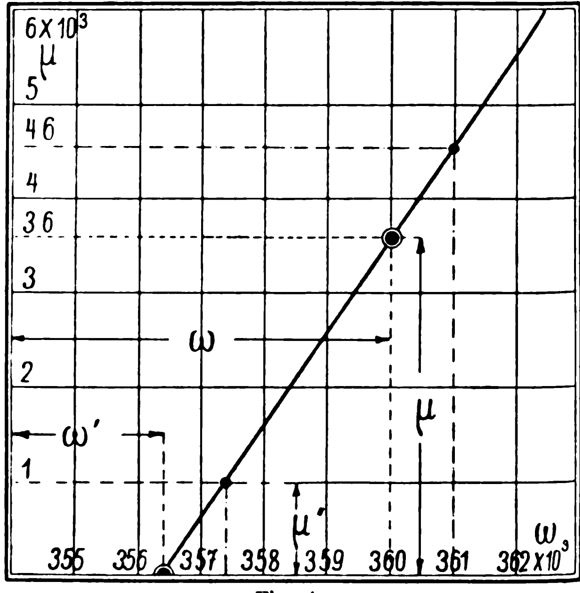



Fig. 4.

Hieraus folgt ein kleineres $L_1$, als oben und somit wieder kleinere Impedanzzunahme.

In der ganzen bisherigen Ableitung wurde die Konstanz $\omega$ und $\nu$, also Tourenkonstanz der Sende- und Empfangsmaschine vorausgesetzt.

Es ist klar, daß eine auch nur geringe Änderung von $\omega$ oder $\nu$ auf die Tonhöhe im Telephon, resp. auf $\mu$ von großem Einflusse ist angesichts der Kleinheit von $\mu$ im Verhältnis zu $\omega$ resp. $\nu$.

In Fig. 4 sind für variables $\omega$ und konstantes $\nu = 89100$ die Werte von $\mu$ graphisch aufgetragen.

Bei $\omega = 360 \times 10^3$ hat $\mu$ den Sollwert $3{,}6 \times 10^3$. Die Fre-

quenz des Störungsstromes ist $\omega' = 356{,}4 \times 10^3$, sie erzeugen keinen Ton, da für $\omega'$ die Frequenz $\mu' = 0$ wird.

Eine Schwankung der Frequenz $\omega$ von 360 auf $361 \times 10^3$ bewirkt eine Tonänderung von 3,6 auf $4{,}6 \times 10^3$.

Es entspreche also einer Frequenzschwankung von 2,8 ‰ eine solche im Telephon von 28 %.

Außerdem würden bei dieser Schwankung von $\omega$ die Störungen wieder erscheinen, allerdings mit einer Frequenz: $\mu'' = 1000$.

Hieraus ist ohne weiteres die hohe Abhängigkeit der Tonfrequenz von Tourenschwankungen ersichtlich.

Was nun die Tourenkonstanthaltung anbelangt — die Grenze der zugelassenen Schwankungen dürfte nach obigem ± 1 ‰ nicht überschreiten — so ist dieselbe bei der Empfangsmaschine, die ja völlig unbelastet läuft und auch, wie bereits gesagt, in ihren Abmessungen sehr klein sein kann, bei Anwendung eines geeigneten Tourenreglers[1]) sicher ohne größere Schwierigkeiten möglich.

Die Tourenkonstanthaltung des Senders endlich, also die einer unter ständig intermittierter Last stehenden Hochfrequenzmaschine ist ein Problem für sich, das sofort nach Auftreten von Hochfrequenzmaschinen aktuell geworden ist und es auch bis heute geblieben ist.

Die bis jetzt daran gewendeten Mittel und Arbeit haben schon manchen nennenswerten Teilerfolg gezeitigt; die endgültige Lösung, die nach Ansicht und Erfahrung des Verfassers sicher nicht unmöglich ist, dürfte jedoch erst in jene Zeit fallen, in der dadurch das Bedürfnis ein gesteigertes ist, daß dieses oder jenes der bisherigen maschinellen Hochfrequenzerzeugungssysteme dem praktischen und kommerziellen Betriebe anvertraut werden kann. L. Kühn.

---

1) E. Giebe, „Ein empfindlicher Tourenregler für Elektromotoren". Zeitschr. f. Instrumentenkunde 1909, Heft 7.

(Eingesandt 5. November 1914.)

Adresse des Autors: Nürnberg, Mittl. Pirkheimerstr. 23, I.

---

## Mitteilungen aus der Praxis.

# Der Audion-Verstärker und das „Ultraudion".

(The Audion Amplifier and "Ultraudion".)

Von **Lee de Forest.**

Es ist seit langem anerkannt, daß das Audion eine der empfindlichsten Formen eines quantitativ ansprechenden Detektors in der Technik

der drahtlosen Telegraphie und Telephonie ist. Ich habe frühzeitig gezeigt, daß aus der Anordnung sogleich mehr als ein einfacher Gleichrichter oder eine einfache Ventilröhre wurde, wenn man eine zweite Batterie, die von der zum Betriebe des Fadens einer kleinen Glühlampe benutzten unabhängig ist, zwischen das eine Ende des Fadens und eine nahe an dem Faden in die Röhre eingeschmolzene Anodenplatte schaltete und zwischen diese beiden Elektroden eine dritte Elektrode brachte. Die Anordnung wurde dann zu einem richtigen Relais oder Energieumformer von äußerster Empfindlichkeit, der unter gewissen Bedingungen einen Wirkungsgrad von mehr als 100 v. H. aufwies.

Das eine Ende der Sekundären eines Empfangsumformers wird mit dieser Gitterelektrode verbunden und das andere mit dem Faden, so daß die sehr kleine Kapazität, die durch das Gitter und den Faden dargestellt wird, und der sehr hohe Widerstand (von der Größenordnung 10000 oder 20000 Ohm) zu ihr im Nebenschluß liegen.

Ich fand, daß dieses Audion außerordentlich selektiv ist und in den abgestimmten Empfängerkreis eine weit geringere Dämpfung einführt als irgend eine Form eines Kristalldetektors oder eines elektrolytischen Detektors, die man mit diesem Empfängerkreise so koppelt, daß sie gleiche Signalstärke liefern.

Fig. 5 zeigt die gegenwärtige Form des Audion-Detektors und Fig. 2 den Detektorkreis.

Der erste Erfolg in der drahtlosen Signalgebung durch diese Arbeiten fällt in die Jahre 1904 bis 1907, aber seither sind dauernd Verbesserungen in konstruktiver Hinsicht vorgenommen und zahlreiche ganz verschiedene Verhältnisse, Anordnungen, Fäden, Gase usw. untersucht worden.

Der Haupteinwand, der gegen das Audion ins Treffen geführt worden ist, ist seine verhältnismäßig kurze Lebensdauer. Der Elektronenzerfall des Tantalfadens unter der treibenden Kraft des Potentiales der „Flux-“ oder „*B*“-Batterie hat auf eine Verkürzung der Lebensdauer der Röhre hingewirkt.

Meine Gesellschaft verfügt jetzt über einen Faden (die Erfindung des Herrn Dr. Walter Hudson in New York City) bei dem diese Schwierigkeit überwunden ist, und die durchschnittliche Lebensdauer einer Röhre beträgt nunmehr 1000 Brennstunden hintereinander. In jedem Audion sind zwei Fäden nebeneinander angeordnet, und zwar so, daß wenn der eine durchgebrannt ist, der andere in den Stromkreis eingeschaltet werden kann.

In seiner jetzigen Konstruktionsform ist das Audion völlig zuverlässig und verlangt nichts weiter als die anfängliche Einstellung

der Spannung an der „B"-Batterie und die gelegentliche Verminderung des Rheostatenwiderstandes im Stromkreise des Fadens, wenn die Spannung der dreizelligen Sammlerbatterie sinkt.

Das Audion ist, streng genommen, eine Vorrichtung, die auf Spannung anspricht. Die Änderung im Leitvermögen des Gasweges zwischen Faden und Anode wird durch den Augenblickswert der an das Gitter angelegten Spannung bestimmt. Der Apparat arbeitet daher am besten bei großen Selbstinduktionen und kleinen Kapazitäten im abgestimmten Empfangskreise (s. Fig. 2).

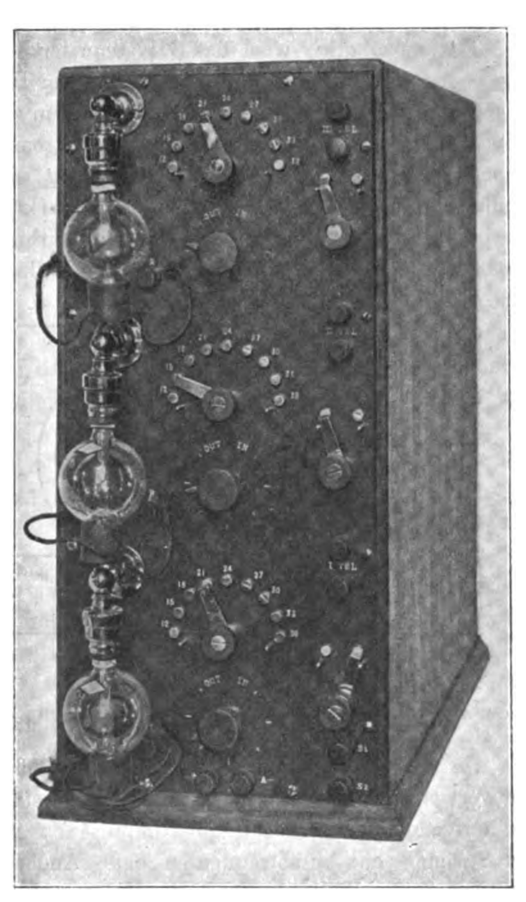


Fig. 1.

Ich finde, daß ein kleines positives Potential, an das Gitter angelegt, bei einer bestimmten Einstellung der „B"-Spannung und der „A"-Stromstärke den „B"-Stromfluß erhöht, während eine negative Ladung ihn erniedrigt. Bei anderer Einstellung kann aber diese Erscheinung umgekehrt verlaufen, so daß eine positive Ladung auf dem Gitter den „B"-Fluß erniedrigt und eine negative Ladung ihn erhöht.

Ein andermal werden sowohl positive als negative Ladungen auf dem Gitter den „B"-Fluß erniedrigen, wobei die letzteren eine weit größere Erniedrigung bewirken werden als die ersteren. Oder bei wieder einer anderen Einstellung ruft vielleicht eine Ladung auf dem Gitter keine merkliche Änderung im Ausschlage des Mikroamperemeters

im „*B*“-Kreise hervor, während die entgegengesetzte Ladung eine große Verringerung oder Vergrößerung des Galvanometerausschlages, je nach Lage des Falles, hervorruft. Die Wirkung ist mithin sehr kompliziert und läßt sich noch nicht vollständig und in einfacher Weise erklären.

Für gewöhnlich wird das Galvanometer bei Empfang eines Wellenzuges, der ein Signal vom Fünfzigfachen der Hörbarkeit in einem Paar gewöhnlicher Telephonempfänger mit hohem Widerstand liefert, eine Abnahme des Ausschlages von etwa 400 Mikroampere bis auf 300 Mikroampere aufweisen. Es ist daher angängig, in Verbindung mit dem Audion ein Relais zur Betätigung einer Anrufklingel o. dgl. zu benutzen; am besten arbeitet dieses Relais aber in Verbindung mit dem Audionverstärker, den ich nunmehr beschreiben will.

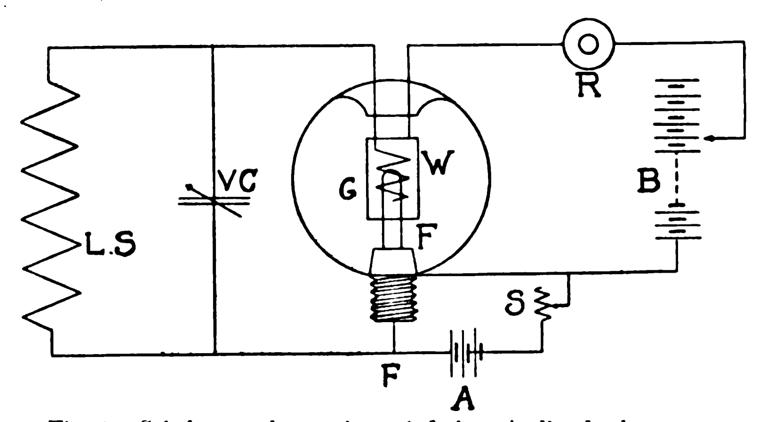



Fig. 2. Schaltungsschema eines einfachen Audiondetektors.

Im Jahre 1906 habe ich entdeckt, daß sich das Audion nicht nur verwenden ließe, um die Energie zu verstärken und den Charakter der aufgenommenen Hochfrequenzimpulse zu verändern, sondern auch um Ströme von Audiofrequenzen ohne Änderung der Frequenz oder Verzerrung der Wellenform zu verstärken. Der einfachste Weg hierzu ist bei schwachen Telephonströmen der, daß man diese auf hohe Spannung umformt und sie durch das Gitter und den Faden schickt.

Im „*B*“-Telephonkreis werden wir also eine Reproduktion von Stromschwankungen haben, die das Vier- bis Zehnfache der Energie des ursprünglichen Stromes aufweisen, und zwar ohne eine durch das menschliche Ohr wahrnehmbare Verzerrung. Durch Hintereinanderschaltung zweier solcher Audionverstärker kann man eine Verstärkung auf das Sechzigfache erreichen, und mit drei hintereinander geschalteten

Audions erhält man eine Verstärkung auf das Vierhundertfache. Bei einer bestimmten Form des Stromkreises ist es möglich, alle drei Verstärker aus einer gemeinsamen (dreizelligen) Sammlerbatterie zu speisen. Die Spannung der „$B$“- oder „Fluß“-Batterie beträgt niemals mehr als 50 Volt, so daß der ganze dreistufige Verstärker ein einfaches, gedrungenes, durchaus praktisches und zuverlässiges Instrument ist. Die Marine der Vereinigten Staaten von Nordamerika hat jetzt zehn dieser Audionverstärker an Bord der Kriegsschiffe und auf Küstenstationen für Verkehr auf große Entfernungen in Gebrauch.

Mit großen Röhren, die weit höhere Flußspannungen verlangen und entsprechend größere Flußstromstärken ergeben, ist es möglich, den Verstärkungsfaktor so weit zu steigern, daß eine derartige Röhre die gleiche Verstärkung liefert wie zwei der kleinen normalen Audionverstärker für niedrige Spannung. Wegen der großen Unzuträglichkeiten und der hohen Kosten, welche die für den Zündungs- und für den „$B$“-Kreis erforderlichen großen Batterien mit sich bringen (es ist immer unzweckmäßig, in Verbindung mit dem Verstärker einen Generator anzuwenden), zieht man indessen in der Praxis die Hintereinanderschaltung von zwei kleineren Röhren vor.

Fig. 1 zeigt einen bis auf die Zündungsbatterie vollständigen „dreistufigen“ Verstärker. Gegenüber den drei Röhren sieht man die drei Rheostatenkurbeln und die drei Schalter für die „$B$“-Batterie.

Die Patentrechte für die Vereinigten Staaten für den Audionverstärker für alle Zwecke der drahtlosen Telegraphie und Telephonie hat die American Telephone and Telegraph Co., hauptsächlich für ihre langen Fernsprechleitungen, erworben. Ohne die Verwendung eines derartigen Verstärkers als Telephonrelais würde der Fernsprechdienst über rund 5000 km zwischen New York und San Francisco gelegentlich der Panama-Pacific-Weltausstellung gänzlich unmöglich sein.

Der Audionverstärker arbeitet erfolgreich bei Stromstärken, die weit unterhalb der Hörbarkeitsgrenze liegen; dabei ist er aber vollständig frei von Mikrophonstörungen und verlangt keine empfindlichen und genauen Einstellungen, durch die alle elektro-mechanischen Relaisformen bei äußerst schwachen Strömen unwirksam oder unzuverlässig werden.

Es ist daher heutzutage eine einfache Aufgabe, in der drahtlosen Telegraphie oder Telephonie solche Signale deutlich hörbar zu machen, die durchaus unhörbar sind, und wir sind somit in der Lage, die Möglichkeiten der Selektivität durch lose Koppelung zwecks Verhütung der Interferenz usw. voll auszunützen; ist es doch mit Hilfe des Audion-

verstärkers möglich, die Koppelung zwischen abgestimmtem Primär- und Sekundärkreis so lose zu machen, daß alle von atmosphärischen oder sonstigen Störungen herrührenden Töne vollständig zum Verschwinden gebracht werden, und alsdann die gewünschten Signale, die sonst gänzlich unhörbar wären, wieder hörbar zu machen. Dies gilt besonders dann, wenn die gewünschten Impulse von einer ungedämpften oder langsam gedämpften Strahlungsquelle ausgehen. — Fig. 3 zeigt den Kreis für einen zweistufigen Verstärker („two step amplifier").

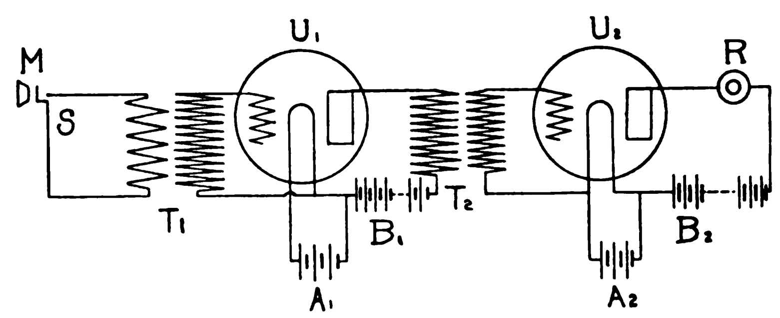



Fig. 3. Schaltungsschema eines zweistufigen („two step") Audion-Verstärkers.

Eine überaus nützliche Anwendung habe ich vom Audionverstärker bei der Aufzeichnung drahtloser telegraphischer Signale von hoher Geschwindigkeit auf das schnellaufende Stahlband eines Poulsenschen Telegraphons (in der seitens der American Telegraphone Co. ausgebildeten und vertriebenen Form) gemacht. Es hatte sich herausgestellt, daß nur sehr laute von einem Empfänger für drahtlose Telegraphie, besonders von einem Ticker, kommende Signale sich auf ein Telegraphonband aufzeichneten. Infolgedessen war der Audionverstärker erforderlich. Für diese Anordnung in Verbindung mit einem vereinfachten, mit Riemen betriebenen Senderrelais für hohe Geschwindigkeit und einem Schlüssel, ist eine praktische Lösung ausgearbeitet worden. Seit mehr als einem Jahre ist dieses System zwischen den Stationen der Federal Telegraph Co. (System Poulsen) in San Francisco und in Los Angeles, Cal., in Betrieb.

Nachdem das Telephonband die Zeichen mit hoher Geschwindigkeit aufgenommen hat, wird es wieder mit einer Geschwindigkeit von 25 bis 30 Worten abgerollt, und die Telegramme werden so mit dem Ohr abgehört.

**Das Audion als Detektor für ungedämpfte Schwingungen.**

Von Detektoren für ungedämpfte Schwingungen haben lange Zeit der „Ticker“, das Tonrad und das Heterodyn als die empfindlichsten und tatsächlich allein brauchbaren gegolten.

Ich habe indessen vor einiger Zeit entdeckt, daß man unter gewissen Bedingungen das Audion sehr wohl auf ungedämpfte Schwingungen ansprechen lassen kann, und ferner, daß es in dieser Verwendung tatsächlich eine Empfindlichkeit von einer Größenordnung besitzt, die sich von seiner an sich schon hervorragenden Empfindlichkeit gegen gewöhnliche Funkensignale noch unterscheidet.

Es gibt eine Anzahl Schaltungen zur Hervorbringung dieser neuartigen und nützlichen Wirkung, von denen ich hier eine der einfachsten beschreiben will.

Wenn man das eine Ende des Schwingungskreises, statt es in der üblichen Weise mit dem einen Ende des Fadens zu verbinden, an die Plattenanode schaltet und das andere Ende, wie üblich, durch einen kleinen Blockkondensator an die Gitterelektrode anlegt, dann wird, falls die Spannung der „*B*“-Batterie nicht zu groß und die Fadenwärme nicht zu hoch ist, der Schwingungskreis zum Sitz von Hochfrequenzschwingungen mit absolut konstanter Amplitude. Deren Frequenz wird hauptsächlich durch die Konstanten $L$ und $C$ des Schwingungskreises bestimmt, wird aber auch durch die Spannung der „*B*“-Batterie und durch den Querschnitt und die Temperatur des Fadens beeinflußt.

Im Audion haben wir demnach ein neues Hilfsmittel in der Technik der drahtlosen Telegraphie und Telephonie gefunden, nämlich eine einfache, kleine, schwach gespannte Quelle kontinuierlicher Hochfrequenzenergie von absolut konstanter Frequenz und Amplitude, die leicht einstellbar ist und ein Frequenzbereich von nicht weniger als 600000 in der Sekunde bis hinab zu den niedrigsten hörbaren Frequenzen besitzt. Um diese Wirkung zu gewährleisten, sind hohe Selbstinduktionen von geringem Widerstand und entsprechend kleine Kapazitäten wünschenswert.

Mit einem Audion und mit Schwingungskreisen in der Schaltung, die aus Fig. 4 ersichtlich wird, läßt sich der Schwingungsvorgang folgendermaßen erklären:

Ehe der Faden gezündet wird, sitzen auf $G$ und $W$ anfänglich positive Ladungen gleichen Potentials, und die beiden Belegungen von $VC$ haben eben dieses selbe Potential. Wenn der Faden zuerst gezündet wird, wird die positive Ladung durch die von $F$ ausgehenden negativen Elektrizitätsträger neutralisiert und das positive Potential von $W$ und $e$ plötzlich erniedrigt, während das von $a$ und $d$, sowie

die negative Ladung von $b$ erhöht werden. Das bedeutet eine Potentialdifferenz zwischen $d$ und $e$, und es fließt daher, während der Kondensator $VC$ entladen wird, ein positiver Strom durch $L$ von $d$ nach $e$. Wegen der großen Trägheit des Schwingungskreises $L - VC$ wird dieser Kondensator überentladen, so daß $e$ jetzt positiver gegen $d$ geladen wird. Dann wird ein positiver Strom in entgegengesetzter Richtung durch $L$ nach $d$ hin erfolgen, der $d$, $a$, und mithin auch $G$, auf verhältnismäßig hohe positive Potentiale laden wird. Diese erneute positive Ladung auf $G$ wird für gewöhnlich den positiven Fluß von $W$ nach $F$ momentan erhöhen, d. h. sie wird das Potentialgefälle in der Strecke von $W$ bis $F$ verringern, so daß das positive Potential von $e$ wieder plötzlich herabgesetzt wird und dadurch einen neuen und verstärkten Anstoß zur nächsten positiven Entladung des Kondensators $VC$ von $d$ nach $e$ gibt.

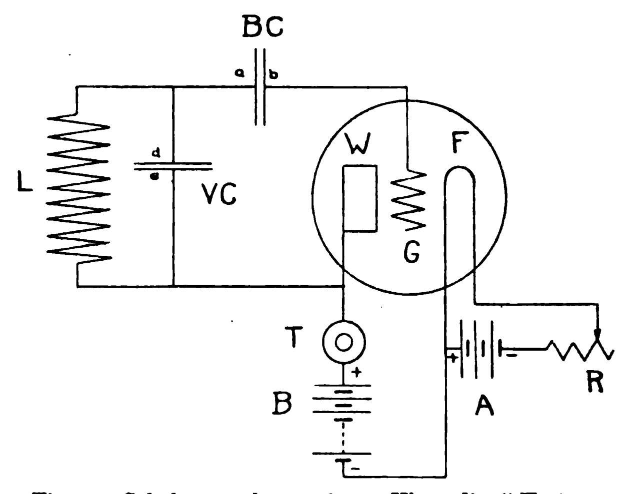



Fig. 4. Schaltungsschema eines „Ultraudion"-Kreises.

Somit erhält sich der Schwingungsvorgang selbst, und die erforderliche Energiezufuhr wird dabei periodisch aus der $B$-Batterie geliefert.

Wenn die Spannung und die Wärme des Fadens im Innern der Röhre so eingestellt sind, daß eine negative Ladung auf $G$ tatsächlich eine Abnahme des Flußstromes $W—F$ herbeiführt, also eine Zunahme im Potentialgefälle zwischen $W$ und $F$, während eine positive Ladung auf $G$ die entgegengesetzte Wirkung hervorbringt, wird der Schwingungsfaktor stark vergrößert und eine größere Menge an Gleichstromenergie in Wechselstromenergie umgewandelt. Der Blockkondensator

*BC* ist für gewöhnlich notwendig, um zu verhindern, daß das Gitter beständig positiv geladen ist und daher ein stetiger Flußstrom von ihm zum Faden geht.

Unter gewissen Bedingungen wird dieses Audion ein recht wirksamer Umformer von Gleichstromenergie in Wechselstromenergie. Große Röhren sind bereits als Quelle kontinuierlicher Schwingungen zum Betriebe eines Antennensystems benutzt worden und ermöglichen ein völlig ideales Sendersystem für die drahtlose Telephonie. So hat man auf diese Weise die Sprache bereits über beträchtliche Entfernungen übermittelt. Bei Verwendung dieses idealen Senders kann man an der Empfangsstation außer der Stimme nichts hören.

Es scheint a priori kein Grund vorzuliegen, weshalb man innerhalb vernünftiger Grenzen dieses „Schwingungs-Audion" nicht in großem Maßstabe mit starken Fäden, oder insbesondere mit Quecksilberdampfsäulen an Stelle des Fadens sollte bauen können, und zwar für die Zwecke der drahtlosen Übermittelung auf telegraphischem oder telephonischem Wege über große Strecken.

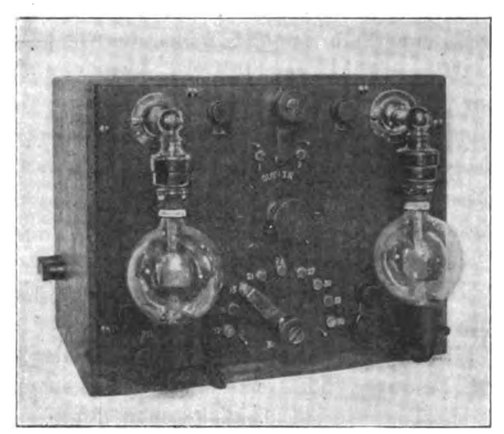


Fig. 5. Audion-Detektor.

Was mir seit vielen Jahren als Ziel vorschwebte, daß man nämlich eines Tages Hochfrequenzschwingungen mit vernünftigem Wirkungsgrad aus einer Gleichstromlichtquelle durch einfaches Drehen eines Schalters würde erhalten können, wie man Licht aus einer Glühlampe erhält, das dürfte in kurzer Zeit in der Praxis verwirklicht werden. Was diese Umwälzung für die Technik der drahtlosen Telegraphie und Telephonie bedeutet, kann man sich leicht vorstellen.

Man kann Magnetfelder anwenden, um den Wirkungsgrad dieses neuen Oszillators zu erhöhen, der aber auch ohnehin nunmehr vollkommen reine harmonische Schwingungen zu liefern scheint.

In seiner kleinsten Gestalt (eine Röhre von 6,5 cm Durchmesser) liefert das Schwingungs-Audion bereits in Verbindung mit einem passend geeichten Wellenmesser ein Mittel, andere Schwingungskreise mit einem

außerordentlich hohen Genauigkeitsgrade zu eichen. Man kann Wellenlängendifferenzen von 1 : 50000 und noch weniger nachweisen.

Wir wollen uns zwei solche mittels Audions mit Energie gespeiste Schwingungskreise sehr lose miteinander gekoppelt denken (etwa mit einem Koppelungskoeffizienten von $^1/_{10}$ v. H.). Wenn man dann an dem mit dem zweiten System verbundenen Telephon lauscht und die Kapazität oder die Selbstinduktion jenes Schwingungssystems vorsichtig verändert, wird man Schwebungen hören, wenn sich die Frequenzen der beiden Kreise dem Einklang nähern. Derartige Schwebungen von nur 30 oder 20 in der Sekunde sind leicht zu hören; und wenn dann die Frequenz des Vergleichs- oder Wellenmesserkreises etwa 1000000 beträgt, so bedeutet dies, daß die Schwingungskonstanten der beiden Kreise innerhalb der oben genannten Genauigkeitsgrenzen identisch sind.

Die soeben geschilderten Vorgänge führen uns ohne weiteres zum „Ultra-Audion" oder „Ultraudion", wie ich diesen außerordentlich empfindlichen Detektor für ungedämpfte oder langsam gedämpfte elektrische Wellen genannt habe. Das Audion und das Empfangssystem müssen innerhalb der Wellenfrequenzen schwingen, die empfangen werden sollen.

Man benutzt besonders hergestellte Röhren, große Selbstinduktionen und kleine Kapazitäten, und es empfiehlt sich, die Koppelung mit dem Antennensystem lose zu wählen.

Beim Empfang ungedämpfter Wellen von konstanter Amplitude und Frequenz hört man in den Telephonempfängern einen reinen, klaren Ton, dessen Tonhöhe man durch sorgfältige Einstellung eines kleinen veränderlichen Kondensators oder Variometers nach Belieben zwischen unhörbar hohen und unhörbar tiefen Frequenzen verändern kann, indem man die Periode des Detektors jener des Senders nahebringt. Beispielsweise kann ein Telegraphist bequem ein Signal verstimmen und auf ein anderes horchen, selbst wenn dessen Frequenz bis auf $^1/_{10}$ v. H. dieselbe ist. Man kann die von statischen oder atmosphärischen Störungen herrührenden Töne von denen, die den gewünschten Signalen zugehören, ganz verschieden machen. Dies gilt besonders für ungedämpfte Schwingungen; man kann aber bewirken, daß Signale, die von Schwingungen einer Löschfunkenstrecke herrühren, eine bestimmte, charakteristisch scharfe Klangfarbe, je nach der genauen Frequenz der benutzten Wellen, liefern. Auf diese Weise erhält man eine weit größere Unempfindlichkeit gegen Störungen, als dies möglich ist, wenn man den gewöhnlichen Audionkreis anwendet, der eine vollkommene akustische Wiedergabe der Funkentöne liefert.

Der dargestellte „Ultraudion“-Kreis ist vielleicht der einfachste. Aber andere, zumal solche, bei denen ein zweiter geschlossener Schwingungskreis (oder „Schwungrad-Kreis“) mit dem Antriebskreise verbunden ist, liefern eine noch höhere Empfindlichkeit als der vorgenannte.

Ich habe ferner entdeckt, daß man eine noch größere Steigerung der Empfindlichkeit erhält, wenn man zwei Audions, jedes mit seinem eigenen Schwingungskreise, verwendet, die so miteinander verbunden werden, daß die Schwingungen in dem einen Kreise in dem zweiten verstärkt und dann wieder in den ersten reflektiert werden. Weiter habe ich entdeckt, daß man die Funktionen dieser beiden Audions in einer und derselben Röhre mit mehreren Platten- und mehreren Gitterelektroden vereinigen kann.

Man kann wirklich sagen, daß die Empfindlichkeit des „Ultraudions“, zumal dieser zuletzt beschriebenen Formen, und insbesondere für ungedämpfte Schwingungen, von ganz anderer Größenordnung ist als die, welche man mit Empfangssystemen wie dem Tikker mit Gleitkontakt, oder dem Tonrad erhält. Beispielsweise ist es jetzt möglich in New York bei Tage Nachrichten entgegenzunehmen, welche die Poulsen-Station der Federal Telegraph Co. zu San Francisco aus annähernd 5000 km Entfernung über Land sendet, wenn diese Station beträchtlich weniger als 75 Kilowatt an Gleichstromenergie (nicht an Antennenenergie!) verwendet. Bei Nacht sind die Signale von der mit geringerer Energie ausgerüsteten nahezu 10000 km entfernten Station der Federal Telegraph Co. zu Honolulu in New York in mehreren Fuß Entfernung von den Telephonempfängern wahrzunehmen! Und das ist ohne Hilfe des Audionverstärkers möglich.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 14. April 1914.)

Adresse des Autors: The Radio Telephone and Telegraph Company, 309 Broadway, New York (U. S. A.).

---

# Eine neue Methode zur Erzeugung von Hochfrequenzschwingungen.

Eine verhältnismäßig einfache Methode zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen, die sich eines Kathodenstrahlrelais bedient, wurde Anfang 1913 im Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Tele-

graphie durch Dr.-Ing. A. Meißner ausgebildet. Aus patentrechtlichen Gründen konnte bisher noch nichts darüber veröffentlicht werden.[1])

Die Arbeitsweise der Anordnung ist aus der Figur 1 zu erkennen.

Ein geschlossener Schwingungskreis beliebiger Periodenzahl (I) ist induktiv verbunden mit der Anode (1) eines Ionen oder Elektronenrelais — die Versuche wurden sowohl mit der Liebenröhre wie mit dem Audion von De Forest ausgeführt. Durch das Einschalten der Anode (1) wird die Eigenschwingung des Kreises I erregt; die schwachen Schwingungen werden durch die Spule 2 auf das Gitter 3 zurückübertragen und kommen dann wieder verstärkt in der Spule *a* und dementsprechend auch in I zur Wirkung, d. h. es wird durch diesen Vorgang die Eigenschwingung des Kreises I dauernd aufrecht erhalten. Die Wirkungsweise ist ähnlich der eines Mikrophonsummers und fußt auf der elektrischen Rückführung eines Teiles der Energie des Schwingungskreises nach dem Relais. Die maximale erreichbare Energie im Kreis I bei einer gegebenen Spannung ist dadurch begrenzt, daß die Rückwirkung des Schwingungskreises auf das Gitter 3 so stark wird, daß während annähernd einer halben Periode der Anodenstrom auf Null sinkt.

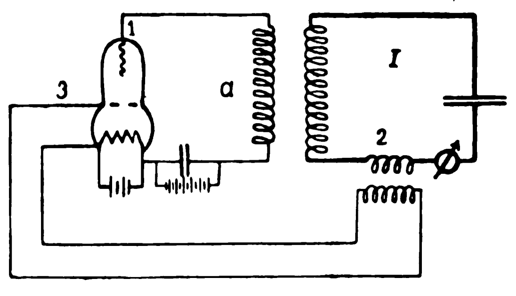



Fig. 1.

Statt der induktiven Koppelung zwischen *a* und I kann natürlich auch eine galvanische verwendet werden. — Man erhält bei einem derartigen Relais selbst bei den höchsten Schwingungszahlen — es konnte ohne weiteres mit einer Wellenlänge von 5—10 m gearbeitet werden. — Schwingungen von einer Konstanz, wie man sie niemals mit dem Lichtbogen, sondern höchstens noch mit der Maschine erreichen kann. Der Generator ist daher ein ganz unübertroffenes Hilfsmittel für alle Hochfrequenzmessungen, insbesondere Dämpfungs- und feinste Kapazitätsmessungen.

Um nennenswerte Energien zu erhalten, muß man einen Generator mit Oxydkathode und einer ionisierten Gasstrecke verwenden

1) Die Auslegung der deutschen Patentanmeldung, welche vom 9. April 1913 datiert, ist bereits erfolgt. Dr. de Forest hat seine Versuche mit einer auf demselben Prinzip beruhenden Anordnung (s. vorhergehenden Artikel S. 383) also erst fast ein Jahr später begonnen.

(Liebenröhre) und zu höheren Spannungen übergehen. Es konnten in dieser Art bei einer Anodenspannung von 440 Volt 12 Watt in einer Antenne erzeugt werden (bei einer Welle = 600 m 1,3 Ampere Antennenstrom, bei

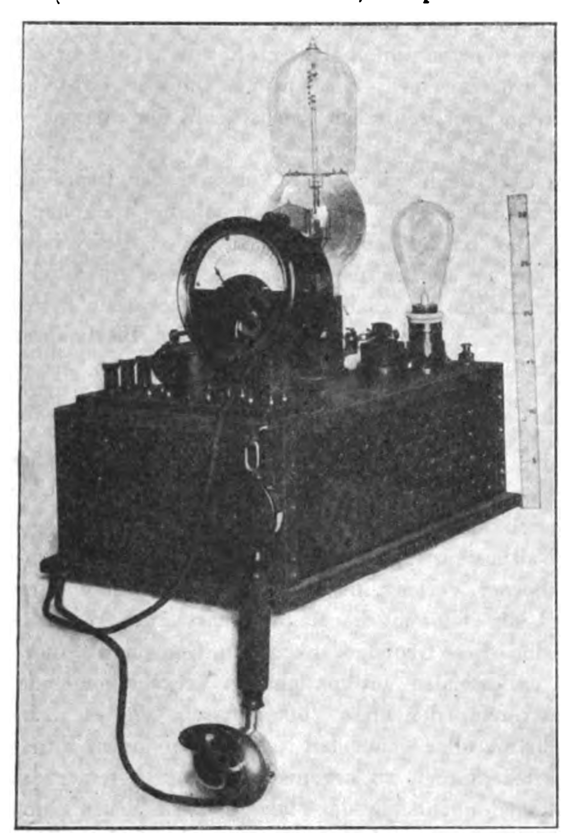


Fig. 2.

einem Antennenwiderstand 7 Ohm). Eine Reihe anderer Schaltungen zur Energiesteigerung und Kombinationen mehrerer Relais sind mit Erfolg versucht worden. Der Hauptwert des Generators liegt wegen der Konstanz der Schwingungen und der Einfachheit seiner Schaltung und Bedienung in seiner Anwendung für die drahtlose Telephonie. Schon im Juni 1913 gelang es in dieser Art über eine Entfernung von 36 km (Berlin—Nauen) eine vollkommen reine Sprachübertragung zu erreichen.

Figur 2 zeigt eine Generatoranordnung zum Gegensprechen. E.

(Eingesandt 21. Juli 1914.)

# Der Krieg und die internationalen Verkehrseinrichtungen[1])

von **P. D. Fischer.**

Si vis pacem, para concordiam!

Mit diesen Worten schloß Heinrich von Stephan die Rede, mit der er sein größtes Werk, den am 24. Oktober 1874 geschlossenen Weltpostvertrag, dem Deutschen Reichstag in der Sitzung vom 20. November vorlegte.

Sein Werk. Denn wie er der Verfasser der Denkschrift gewesen ist, in der im Jahre 1868 zum erstenmal die Ziele und die Grundlagen eines alle Kulturländer umfassendenden Postvereins dargelegt wurden, so war er es, der unmittelbar nach dem Abschluß des deutsch-französischen Krieges den Plan eines zum Zwecke der Errichtung eines derartigen Vereins einzuberufenden allgemeinen Postkongresses wiederaufnahm. Noch standen unsere Heere in Frankreich, als er sich nach Paris begab, um sich mit der französischen Postverwaltung, ohne deren Mitwirkung das Ziel nicht zu erreichen gewesen wäre, zu verständigen; es gelang ihm unter Überwindung der allergrößten Schwierigkeiten, den Postvertrag vom 14. Februar 1872 zwischen dem Deutschen Reich und Frankreich abzuschließen, in welchem die Grundgedanken des künftigen Weltpostvertrages französischerseits angenommen wurden. Durch den Berner Vertrag, den Stephan zwei Jahre darauf zustande brachte, und der seitdem die Magna Charta des Weltpostvereins geblieben ist, sind diese Grundgedanken zum Gemeingut einer die gesamte Kulturwelt umfassenden internationalen Verkehrsgemeinde geworden. Der Weltpostverein, der erste Völkervertrag, der es unternahm, das Verkehrsbedürfnis aller gebildeten Nationen zu einem Bunde der internationalen Friedensarbeit zu organisieren, hat in seinem nun vierzigjährigen Bestehen unablässig das Ziel einer friedlichen Annäherung der Völker durch den Austausch materieller und geistiger Güter im Auge behalten und sich als ein Kulturwerk allerersten Ranges bewährt. Stephan aber, der Urheber des Weltpostvereins, ist bis zu seinem Tode der getreue Eckart des Vereins geblieben und wird noch heute in allen Ländern der Welt als Träger eines der fruchtbarsten zivilisatorischen Gedanken gefeiert.

Wenn heute, wo die Welt von Waffen starrt, und alle Friedenswerke in dem ungeheuren Abgrund von Haß und Neid, der sich gegen

1) Entnommen dem vierten Kriegsheft der „Internationalen Wochenschrift für Wissenschaft, Kunst und Technik“, herausgegeben von Max Cornicelius, Verlag B. G. Teubner, Leipzig u. Berlin.

Deutschland aufgetan hat, zu versinken scheinen, an den Berner Vertrag erinnert wird, so geschieht dies weniger, um festzustellen, daß dies große Kulturwerk deutschen Ursprungs ist, als um mit allem Nachdruck hervorzuheben, daß es einer echt deutschen, idealen Auffassung des Verkehrslebens entsprossen ist. Stephan hat die Auffassung, daß die Verkehrsanstalten dem menschlichen Güterverkehr zu dienen bestimmt seien, stets als oberflächlich und banausisch zurückgewiesen und stets ihre Aufgaben auf dem geistigen, idealen Gebiet betont, die sittliche und sittigende Kraft des Verkehrs, den Austausch der Gedanken, der durch ihn bewirkt wird, die Friedensbande, die er knüpft, die Annäherung der Völker, die er erleichtert und fördert. Es wird noch manchem in Erinnerung sein, wie er beim Abgang des ersten Dampfers der auf seine Anregung vom Reich subventionierten Linie nach Ostasien am 30. Juni 1886 die gewaltige Kraft des Verkehrs gefeiert hat; er nannte ihn die beherrschende Macht und fügte hinzu: „Keineswegs etwa ist ein solches Wort gleichbedeutend mit Herrschaft des Materialismus. Fördert doch der Verkehr nicht bloß den Austausch der Güter, sondern den der Ideen, Gefühle und Empfindungen wie die Ergebnisse der geistigen Forschung und vereinigt so die ideelle und die reale Seite des Lebens."

Bedürfte es eines Entlastungsbeweises gegen die von unseren Gegnern bis zum Überdruß vorgebrachte Anklage des deutschen Militarismus, so ist Heinrich von Stephan als klassischer Zeuge für die auf die Förderung von Friedens- und Kulturwerken gerichtete Arbeit des deutschen Volkes in erster Linie zu nennen.

Ein Friedenswerk wie der Weltpostvertrag ist nicht nur für den Frieden bestimmt, sondern setzt die Fortdauer des Friedens ohne weiteres voraus. Der internationale Telegraphenvertrag enthält eine Bestimmung, wonach jeder am Vertrag beteiligte Staat sich das Recht vorbehält, den internationalen Telegraphendienst, wenn er es für notwendig erachtet, überhaupt oder auf gewissen Linien und für gewisse Arten von Korrespondenzen auf unbestimmte Zeit einzustellen. Ohne daß hier der Kriegsfall ausdrücklich genannt wird, ist er doch von den Vertragschließenden zweifelles in erster Linie gemeint. Der Vertrag von 1884, welcher einem der wichtigsten Instrumente des internationalen Telegraphenverkehrs, den Unterseekabeln, völkerrechtlichen Schutz gegen absichtliche oder fahrlässige Beschädigungen verleiht, bezeichnet es als selbstverständlich, daß seine Bestimmungen die Aktionsfreiheit der Kriegführenden in keiner Weise beschränken sollen. Der Vertrag von 1906, der den jüngsten Zweig des Telegraphenverkehrs, die Funken-

telegraphie, einer internationalen Regelung unterwarf, enthält dieselben Vorbehalte für die Ausschließung oder Beschränkung des radiotelegraphischen Verkehrs wie der internationale Telegraphenvertrag.

Seit dem Abschluß des Weltpostvertrages sind volle vierzig Friedensjahre verflossen. Jetzt, wo Mars die Stunde regiert, wird er zum erstenmal der Belastungsprobe eines Weltkrieges ausgesetzt. Die bisherige Dauer dieses Krieges — heute gerade drei Monate[1]) — hat bereits für den internationalen Post- und Telegraphenverkehr so tief einschneidende Erfahrungen gezeitigt, daß einige Bemerkungen über die dabei hervorgetretenen Störungen und die daraus für die Zukunft sich ergebenden Lehren nicht unzeitig erscheinen werden.

Was zunächst die Post anlangt, so mußte beim Ausbruch des Krieges ja jedermann darauf gefaßt sein, daß der Krieg sehr beträchtliche Unterbrechungen und Beschränkungen des gesamten Postverkehrs mit sich bringen würde. Daß während der Mobilmachung die Eisenbahnen ausschließlich für Kriegszwecke in Anspruch genommen werden müssen, war uns Älteren noch von 1870 in lebendiger Erinnerung geblieben und leuchtete auch den Jüngeren als so schlechthin notwendig ein, daß die dadurch veranlaßte nahezu vollständige Unterbrechung des Postverkehrs, des inländischen wie des ausländischen, ohne weiteres, wenn auch nicht willig, so doch ohne Murren hingenommen wurde. Anders verhielt es sich, als auch nach Beendigung der Mobilmachung der Briefverkehr nach dem Auslande weitgehenden Beschränkungen unterworfen blieb. Wohl begriff man, daß der Postverkehr nach dem feindlichen Auslande so gut wie vollständig fortfiel. Aber den wenigsten leuchtete es ein, daß der Briefwechsel mit den neutralen Ländern, ja selbst mit dem verbündeten Österreich-Ungarn nach wie vor der strengsten Überwachung unterlag, derzufolge alle Mitteilungen offen, ausschließlich in deutscher Sprache und unter militärischer Zensur des Inhalts zu erfolgen hatten. Bei dem gänzlich unvermuteten Kriegsausbruch befand sich ein nicht geringer Teil der auf Sommerfrische angewiesenen Familien noch in den österreichischen und Schweizer Alpen; auch abgesehen von ihnen waren die zahllosen Fäden, die zwischen uns, Österreich, der Schweiz, Italien usw. bestehen, mit einem Schlage jäh abgerissen, die Möglichkeit jedweder Verständigung auf das ärgste erschwert. Daß alles dies auf den Vorschriften des Mobilmachungsplans beruhte, war nur wenigen bekannt,

1) Zur Zeit der Niederschrift des Aufsatzes. Inzwischen sind weitere ca. 4 Monate verstrichen. E.

ebensowenig, daß bei dem Erlaß dieser Vorschriften naturgemäß dem Vertreter der militärischen Rücksichten das entscheidende Wort zugestanden war.

Die Nachteile, die sich hieraus ergaben, gehen weit über den Kreis der Beteiligten hinaus und betreffen keineswegs ausschließlich Familien- oder Geschäftsinteressen. Ich begnüge mich darauf hinzuweisen, in welchem Umfange durch die Unterbindung des Briefverkehrs mit den neutralen Ländern den Lügen, mit denen diese Länder durch die Presse und die Telegraphenbureaus unserer Gegner überschwemmt wurden, deutscherseits in langen Wochen das Feld geradezu preisgegeben worden ist. Wer irgend sich damit beschäftigt, auf die Haltung von Neutralen einzuwirken, wird bitter empfunden haben, in wie ganz unberechenbarem Maße ihm diese Tätigkeit durch das Verbot, anders als offen und in deutscher Sprache zu korrespondieren, erschwert und durch die damit verbundenen unglaublichen Verzögerungen in der Überkunft deutscher Briefe nach dem Auslande fast unmöglich gemacht worden ist. Auch nachdem endlich der Gebrauch fremder Sprachen, ohne die vielfach, z. B. in Italien, gar nichts zu erreichen ist, zugestanden wurde, dauern die Verzögerungen in der Briefbeförderung zwischen Deutschland und Italien noch gegenwärtig zum großen Nachteil für jede politische Verständigung und selbstverständlich auch für die Wiederaufnahme und die Aufrechterhaltung der geschäftlichen Verbindungen fort und leisten den Versuchen unserer englischen und französischen Mitbewerber, uns vom italienischen Markt zu verdrängen, den empfindlichsten Vorschub.

Der Postverkehr über See ist für eine Nation wie die deutsche, die Millionen ihrer Volksgenossen dauernd jenseits des Atlantischen Meeres wohnen sieht, und von der viele Tausende ihrer rüstigsten Männer vorübergehend im Handel, in der Industrie und der Technik überseeischer Länder tätig sind, naturgemäß von weitgehendster Bedeutung. Die Versuche, diesen Verkehr unter völkerrechtlichen Schutz zu stellen, reichen weit zurück. Schon das preußische Landrecht erklärte das Eigentum feindlicher Untertanen, welches sie den Postschiffen des gegen ihren Landesherrn kriegführenden Staates anvertraut haben, für frei. Auch die Versuche, die Postschiffe von der Durchsuchung durch feindliche Kriegsschiffe und die auf ihnen befindliche Korrespondenz von der Beschlagnahme zu befreien, sind zum Teil älteren Datums und haben in wiederholten Zwischenfällen, auch vereinzelt in Staatsverträgen, völkerrechtliche Anerkennung gefunden. Eine sehr erhebliche Förderung dieser Bestrebungen schien auf der zweiten Friedens-

konferenz im Hang 1907 erreicht zu sein. Denn eins der dort geschlossenen Abkommen erklärte die auf See neutralen oder feindlichen Schiffen vorgefundenen Briefpostsendungen der Neutralen wie der Kriegführenden, mögen sie amtlicher oder privater Natur sein, für unverletzlich; es verpflichtete bei Beschlagnahme des Schiffes den Beschlagnehmenden, derartige Sendungen möglichst unverzüglich weiter zu befördern. Die neutralen Postdampfer selbst sollten nur im Notfall unter möglichster Schonung und mit möglichster Beschleunigung der Durchsuchung durch feindliche Kriegsschiffe ausgesetzt werden. Dies Abkommen ist auch von England unterzeichnet und ratifiziert worden. Allein es liegen zahlreiche Beschwerden darüber vor, daß England sich über diese wie ähnliche den Seekrieg betreffende Vereinbarungen einfach hinwegsetzt und, wie schon in früheren Kriegsfällen, das Völkerrecht nur da gelten läßt, wo es seine Beachtung seinem Vorteil für entsprechend hält. Diese egoistische Auffassung des Völkerrechts im Seekriege tritt um so greller zutage, wenn man sich ins Gedächtnis zurückruft, wie heftig sich England während des nordamerikanischen Sezessionskrieges gegen die Durchsuchung seiner — damals neutralen — Postschiffe durch Kriegsschiffe der Union auflehnte, und wie es die Unionstaaten wegen der Gefangennahme der bei Durchsuchung des englischen Postdampfers Trent vorgefundenen Abgesandten der Sezession einfach mit sofortiger Kriegserklärung bedrohte[1], falls die Gefangenen nicht alsbald freigelassen würden, ein Ansinnen, dem jede völkerrechtliche Grundlage fehlte, dem sich indes die Unionstaaten angesichts ihrer ohnehin schwierigen Lage und der englischen Übermacht zur See fügen mußten.

Im internationalen Telegraphenverkehr hat England vermittels der Unterseekabel, in deren Anlage und Beherrschung es von Anfang an ein vorzügliches Instrument für die Ausdehnung und Erhaltung seiner Weltstellung erkannte, lange Zeit eine nahezu schrankenlose Vorherrschaft ausgeübt. Nicht nur, daß sich die meisten und wichtigsten Unterseekabel im Besitz und in der Verwaltung englischer Gesellschaften befanden, denen von der englischen Regierung eine weitgehende Überwachung des Telegraphenverkehrs als Konzessionsbedingung auferlegt wurde. Überall befinden sich, bei der Ausbreitung und Verteilung des englischen Kolonialbesitzes über den ganzen Erdball, Stützpunkte für die Einführung der Kabel und für die Überwachung des

1) Wenn gegen England stets die gleiche entschiedene Haltung eingenommen würde, dann würde man es bald von seinem arroganten Verhalten gegen andere Nationen kurieren und in einem Mauseloch verschwinden sehen. E.

auf ihnen sich bewegenden Nachrichtenverkehrs; die Übermacht der englischen Flotte gewährt nahezu volle Sicherheit gegen feindliche Eingriffe in englische Kabel, während die nichtenglischen der Zerstörung durch englische Schiffe fast schutzlos preisgegeben sind. Dies Kabelmonopol, in dem die Engländer selbst ganz offen eine Verdoppelung ihrer Kriegsflotte erkennen, ist von ihnen wiederholt, namentlich während des Burenkrieges, in der rücksichtslosesten Weise zur Unterdrückung, Überwachung und Beschränkung des internationalen Telegraphenverkehrs der Neutralen ausgenutzt worden. Es erregte die lebhafteste Erbitterung, als England bei Ausbruch des Burenkrieges den gesamten Telegraphenverkehr nach Südafrika, der sich damals ausschließlich auf englischen Kabeln bewegte, auf längere Zeit überhaupt sperrte und ihn demnächst der eingehendsten Überwachung durch eine in Aden zu diesem Zweck eingesetzte militärische Untersuchungsstelle unterwarf. Dieser Mißbrauch des englischen Kabelmonopols rief damals in allen neutralen Ländern eine Bewegung hervor, sich von diesem drückenden Joch durch Anlegung eigener Unterseekabel zu befreien. Auch Deutschland hat sich dieser Bewegung angeschlossen und seitdem eine stattliche Anzahl deutscher Verbindungen unter See nach Nord- und Südamerika, nach einem Teil seiner afrikanischen Kolonien sowie nach und von Ostasien (über Nordamerika) hergestellt. Aber auch jetzt noch befindet sich der weitaus größte Teil aller Unterseekabel, 450000 km von einer Gesamtausdehnung von 530000 km, in englischer Kontrolle, und England hat durch die sofort bei Ausbruch des Krieges vorgenommene Durchschneidung der deutschen Kabel aufs unzweideutigste kund getan, daß es sein Kabelmonopol auf das schärfste gegen uns auszubeuten gewillt ist.

Wie tiefgehend und mannigfach die uns dadurch zugefügten Schädigungen sind, bedarf kaum der Erörterung. Der eigenen Kabel beraubt und durch die alsbald in Angriff genommene Zerstörung unserer radiotelegraphischen Stationen auch im Funkenverkehr stark beeinträchtigt, sind wir fast unmittelbar nach Beginn des Krieges von der direkten Telegraphenverbindung mit unseren Kolonien nahezu abgeschnitten worden; wir hatten keine Mittel, um uns mit unseren auf den Auslandsstationen befindlichen Kriegsschiffen, mit den auf der Reise oder in ausländischen Häfen weilenden Postschiffen unserer großen Überseelinien, mit den Hunderten deutscher auf der Fahrt begriffener Handelsschiffe zu verständigen. Das ungeheuere Netz unseres Verkehrs mit dem neutralen Ausland über See wurde jäh unterbrochen. Und dieser an sich fast unerträgliche Zustand wurde von unseren Gegnern

auf das unerhörteste dazu benutzt, um die neutralen Länder mit einer Flut von lügnerischen Nachrichten über die Entstehung des Krieges und über unsere Kriegführung zu überschwemmen, uns der schlimmsten Greueltaten zu bezichtigen[1]), Deutschland als dem politischen, militärischen und wirtschaftlichen Zusammenbruch nahestehend hinzustellen, kurz die neutral gebliebenen Staaten auf das ärgste gegen uns einzunehmen und zu verhetzen. Es hat der ganzen Wucht unseres siegreichen Vorgehens im Westen und im Osten bedurft, um diesen Lügenfeldzug einigermaßen einzudämmen und der Wahrheit allmählig Eingang zu schaffen. Schon jetzt reichen diese Erfahrungen hin, um die absolute Unhaltbarkeit des gegenwärtigen Zustandes der internationalen Telegraphie darzutun. Gleichviel ob das Vorgehen Englands *gegen* eine völkerrechtliche Satzung verstößt oder nicht: so viel ist klar, *daß* wir beim Friedensschluß uns die bündigste Sicherstellung gegen die Wiederkehr des tatsächlich unerträglichen Mißbrauches der englischen Vormachtstellung in der Welttelegraphie verschaffen müssen.

In der Literatur ist mehrfach die Hoffnung ausgesprochen worden, daß ein ausreichender Schutz gegen das englische Kabelmonopol und zugleich ein Ersatz für fehlende eigene Kabel in der im Aufblühen begriffenen drahtlosen Telegraphie sich darbieten werde. Die Fortschritte dieser jüngsten Telegraphenmethode sind zweifellos sehr bedeutend. Anfangs ausschließlich auf die Verbindung von Schiffen auf der See mit dem Lande oder mit anderen auf der Fahrt begriffenen beschränkt — noch die internationale Konvention von 1906 betrifft lediglich die Regelung dieses Verkehrs — hat sich der Wirkungskreis der drahtlosen Telegraphenanlagen bald über die weitesten Entfernungen des Landverkehrs ausgedehnt. Es ist deutschen Stationen möglich gewesen, mit amerikanischen Verständigung zu erzielen; es ist gelungen, mit ihrer Hilfe eine Verbindung mit Stationen in unseren afrikanischen Besitzungen, ja im Anschluß an das deutsch-niederländische Kabel mit unseren Kolonien in der Südsee herzustellen. Allein diese Verbindungen ermangeln des genügenden militärischen Schutzes. Unsere Funkenanlagen in Togo und Daressalam sind von englischen

---

1) Die Leichtigkeit, mit der Jemand eine Schlechtigkeit bei einem anderen für wahr hält, ist noch stets der beste Maßstab für seine eigene Beurteilung gewesen. Indem unsere Feinde uns in verleumderischer Weise Nichtswürdigkeiten unterschieben, zeigen sie, daß sie fähig wären solche zu begehen. In der Tat sind die französischen Verleumdungen ebenso ein Spiegelbild französischer Perversität und Korruptheit, wie die englischen ein solches der tradionellen Lügenhaftigkeit und Heuchelei englischer Politik. E.

Schiffen zerstört worden, diejenigen in der Südsee, Yap, Rabaul und Samoa, sind mit den entsprechenden deutschen Niederlassungen in die Hand unserer Gegner geraten. Dazu kommen die technischen Hindernisse, mit denen die Funkentelegraphie trotz der Vervollkommnung ihrer Anlagen und Apparate bei längeren Überlanddepeschen noch immer zu kämpfen hat, namentlich in den Tropen, wo die häufigen Gewitter und die sonstige Luftbeschaffenheit der Fortpflanzung der Hertzschen Wellen nicht günstig sind, endlich die Störungen durch sich kreuzende Wellen und die Möglichkeit des gegnerischen Mithörens[1]). Ohne die Hoffnung aufzugeben, daß es der deutschen Wissenschaft und der von ihr erleuchteten und geleiteten Technik gelingen werde, auch auf diesem Gebiet, wie auf dem der Luftschiffahrt, der Unterseeboote usw. unsere Gegner zu überflügeln, darf daraufhin nicht auf sofort wirksame Durchbrechungen des englischen Kabelmonopols verzichtet werden.

Ob dies auf dem früher vorgeschlagenen Wege einer Neutralisierung der Kabel in Kriegszeiten zu erreichen ist, soll hier nicht erörtert werden. Ein völkerrechtlicher Schutz der Unterseekabel fehlt bisher für den Kriegsfall; ob er künftig zu erreichen sein wird, und ob er im Falle des Erreichens allseitig respektiert werden würde, steht dahin. Dem auf der zweiten Friedenskonferenz im Haag 1907 vielseitig ausgesprochenen Wunsch, daß im Kriegsfall die zuständigen Zivil- und Militärbehörden es sich zur ganz besonderen Pflicht machen sollten, den Fortbestand des friedlichen Verkehrs und namentlich der kaufmännischen und industriellen Beziehungen zwischen der Bevölkerung der kriegführenden Staaten und den neutralen Ländern zu sichern und zu schützen, wird leider, wie jetzt, wahrscheinlich auch in Zukunft das Verlangen der Gegner gegenüberstehen, einer den andern soviel wie immer möglich zu schädigen und den Krieg dadurch um so schneller zu beendigen. — Eine wirklich ausreichende und dauernde Durchbrechung des englischen Kabelmonopols wird schwerlich anders als durch Enteignung einer Anzahl der im englischen Besitz befindlichen Unterseekabel nebst den für sie notwendigen Stützpunkten zu erreichen sein. Dann wird auch eine anderweite, die unparteiische Handhabung sicher-

---

[1]) Die hohe elektrische Selektivität im Verein mit der akustischen des neuen Telefunkensystems der tönenden Löschfunken macht die deutschen Stationen in hohem Maße unempfänglich gegen fremde Störungen, und andererseits schützt man die Geheimhaltung von Telegrammen für den Fall des Abgefangenwerdens durch die Benutzung eines Code. E.

stellende Regelung des internationalen Nachrichtendienstes durch die Telegraphenagenturen vorgenommen werden können.

(Eingesandt 1. Januar 1915.)

# Patentschau.

Von **H. Eales.**

H. Boas in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 281397 einen Resonanztransformator schützen lassen, dessen Anordnung beispielsweise Fig. 1 zeigt. Dieser Apparat besteht aus einer derartigen Vereinigung eines fest gekoppelten Transformators ($PS$) mit einer Vorschaltdrosselspule ($D$) in einem Jochstück, daß ein einzelner nach außen hin nicht streuender Apparat daraus entsteht. Das Wesentliche dieser neuen Ausführungsform besteht darin, daß die beiden die Spulen tragenden Eisenteile so zueinander angeordnet sind, daß eine Induktion des einen Teiles auf den anderen unmöglich ist. Dazu muß der eine Schenkel eine Art von Brücke zum anderen bilden. Das Joch wird in der üblichen Weise entweder aus dem Vollen herausgestanzt oder durch Zusammenlegen gebildet. Die Anordnung kann beispielsweise so getroffen werden, daß die Primärspule $P$ auf dem oberen Horizontalschenkel des Joches angeordnet wird, konzentrisch darüber die Sekundärspule $S$. Durch die konzentrische Einlagerung der beiden Spulen ineinander auf demselben Eisenschenkel wird bewirkt, daß dadurch ein praktisch streuungsfreier Transformator, also mit unendlich fester Koppelung, erzeugt wird. Die Drosselspule, welche die Verringerung der Koppelung bewirkt und mit $D$ bezeichnet ist, wird auf dem unteren senkrecht stehenden Mittelschenkel angeordnet, so daß der aus ihr heraustretende Kraftlinienfluß sich nach oben und unten zu in zwei Teile teilt. Nimmt man nun an, daß die Kraftfelder, die durch diese Spulen erzeugt werden, so liegen, wie durch die Pfeile angedeutet ist, d. h. daß der Nordmagnetismus aus dem oberen Schenkel durch das rechte Joch nach abwärts geht, so werden, wenn der Nordmagnetismus in dem unteren Vertikalschenkel nach oben gerichtet ist, die daraus austretenden Magnetkraftlinien den absteigenden aus dem oberen Schenkel entgegengerichtet sein. Da sie aber infolge des Kreisschlusses nach unten umbiegen, so werden sie den oberen absteigenden Kraftlinien gleich gerichtet. Der Fluß durchläuft dann die untere rechte Jochhälfte, steigt durch den Mittelschenkel in die Höhe, biegt auf dem mittleren Verbindungsjoch nach links um und steigt im linken Haupt-

joch in die Höhe, um wieder in die Spule einzutreten. Der Kraftlinienverlauf muß immer symmetrisch derselbe bleiben, wie auch immer im Augenblick die Felder der beiden Spulen zueinander beschaffen sein mögen. Dem Hauptfeld aus dem oberen Schenkel ist in

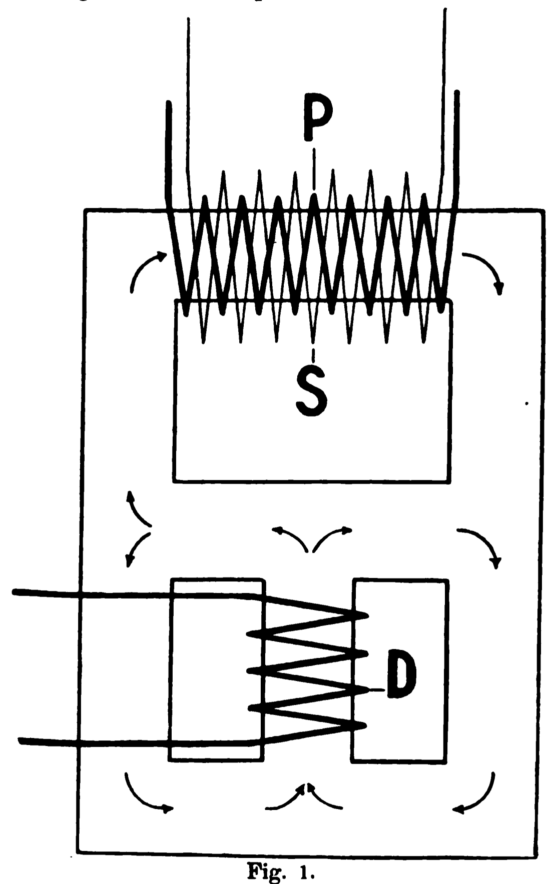



Fig. 1.

jedem Augenblick eine freie widerstandslose Zirkulation durch das Eisensystem hindurch gestattet. Eine Streuung nach außen hin findet, da überallhin kurze magnetische Kreisschlüsse vorhanden sind, nicht statt. Die Koppelungsfestigkeit dieses Transformators ist lediglich abhängig von dem Verhältnis der Selbstinduktion auf der Hauptprimärspule *P* und der Selbstinduktion der auf dem unteren Mittelschenkel befindlichen Drosselspule *D*. Selbstverständlich kann das

ganze System derart umgekehrt werden, daß das Spulensystem des Transformators auf das untere Mitteljoch gewickelt wird, und daß die Drosselspule an Stelle des Transformators auf dem oberen Horizontalschenkel angeordnet wird. In magnetischer Beziehung tritt dadurch eine Änderung im Verhalten des Transformators nicht ein. Ein Transformator nach dieser neuen Bauart hat den Vorteil, ein einheitlicher Apparat zu sein und trotzdem genau in derselben Weise wie ein festgekuppelter Transformator keine magnetische Außenstreuung zu besitzen, ein Vorteil, der durch die bisher bekannten Konstruktionen nicht erreicht werden konnte. Die Veränderung der Koppelfestigkeit kann durch verschiedene Windungszahlen auf der Transformatorspule und abschaltbare Windungen auf der Vorschaltdrosselspule erreicht werden.

Eine Selbstinduktionsspule für Wechselstrom hoher Frequenz betrifft das D. R. P. Nr. 279302 der Signal Gesellschaft m. b. H. in Kiel. Bei ihr soll die Selbstinduktion in an sich bekannter Weise dadurch stetig verändert werden, daß in der Nähe ihrer Wickelung Kurzschlußleiter bewegt werden. Das wesentliche Kennzeichen soll nach diesem Patent darin bestehen, daß zur Erreichung eines möglichst geringen Abstandes zwischen Wickelung und Kurzschlußleiter das Potential zwischen beiden im Verhältnis zu dem Gesamtpotential der Anordnung möglichst klein gehalten wird, und zwar soll dies dadurch erreicht werden, daß der Kurzschlußleiter dauernd auf demselben oder nahezu gleichen Potential gehalten wird, welches die Windungen haben, denen er genähert ist. In Fig. 2 ist eine solche Selbstinduktionsspule dargestellt und mit $a$ bezeichnet; sie ist mit dem einen Pol geerdet und mit dem anderen Ende an den Luftleiter gelegt. Induktiv mit der Erdungsleitung gekoppelt ist ein in üblicher Weise ausgebildeter Schwingungskreis $K$. Innerhalb der Spule, in ganz geringem Abstand von ihr beweglich, ist der Kurzschlußkörper $b$ angeordnet, der beispielsweise aus einem geschlossenen Metallzylinder besteht und durch irgendeinen mechanischen Antrieb gleichachsig mit der Spule verschoben oder verschraubt werden kann. Um dem Kurzschlußleiter das Potential mitzuteilen, das die Spule $a$ an ihrem Anfang besitzt, ist die leitende Verbindung $c$ vorgesehen. Hierdurch wird erreicht, daß der Kurzschlußleiter immer an Windungen desselben oder nahezu desselben Potentials entlangbewegt wird, das er selbst besitzt, und daß dadurch auch bei kleinstem Abstand ein Spannungsausgleich durch Funkenübergang ausgeschlossen ist. Infolge der großen Annäherung beider Teile ist andererseits eine große Variationsmöglichkeit gegeben. Figg. 3 und 4 zeigen im Grundriß bzw. Querschnitt als zweite Form

eine Flachspule, bei der der Erfindungsgedanke Anwendung gefunden hat. Um hierbei der Forderung, daß der Kurzschlußleiter an Windungen seines Potentials entlangbewegt wird, zu genügen, ist dieser Leiter in Gestalt einer Irisblende $b$ ausgebildet, die gleichachsig über der in Spiralform gewickelten Flachspule $a$ angeordnet ist. Die Luft-

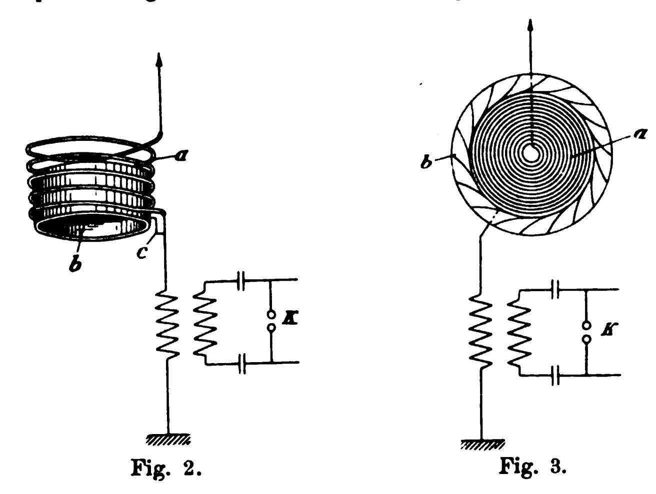


Fig. 2. Fig. 3.

drahtverbindung der Spule ist nach ihrem Mittelpunkt geführt, während die leitende Verbindung $c$ zwischen dem Kurzschlußleiter und der Spule, und die andere Zuleitung vom Schwingungskreis $K$ her außen angeordnet ist, wie aus Fig. 4 ersichtlich. Anstatt den Kurzschlußkörper aus Vollmetall zu bilden, kann man ihn in Rücksicht auf den Skineffekt auch aus einzelnen voneinander isolierten und gegebenenfalls in bekannter Weise verdrillten Drahtwickelungen bestehen lassen, die an ihren Enden kurzgeschlossen sind.

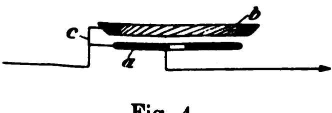


Fig. 4.

Das D. R. P. Nr. 277958 von Karl Warmbach in Dresden-Loschwitz betrifft einen Wellenempfänger für drahtlose Telegraphie, bei dem Wismut mit einem Pole eines Stahlmagneten in Berührung gebracht wird. Warmbach hat nämlich beobachtet, daß, wenn man Wismut in lose Berührung mit Eisen oder Stahl bringt, ein sehr empfindlicher und sicherer Wellenempfänger entsteht, und daß die Empfindlichkeit bedeutend erhöht wird, wenn man Wismut mit irgendeinem Pole eines Stahlmagneten in Berührung bringt.

Quirino Majorana in Rom hat sich durch D. R. P. Nr. 281014

einen Empfänger für drahtlose Telegraphie und Telephonie schützen lassen, der aus einer luftleren Röhre (1 in Fig. 5) mit darin angeordneten kathodischen Glühdraht (2) und positiv geladener Metallplatte (5) besteht. Die wesentlichen Kennzeichen dieses Empfängers bestehen nun darin, daß der von der Kathode zur Anode fließende Elektronenstrom durch zwei zwischengeschaltete, kammartig ineinandergreifende,

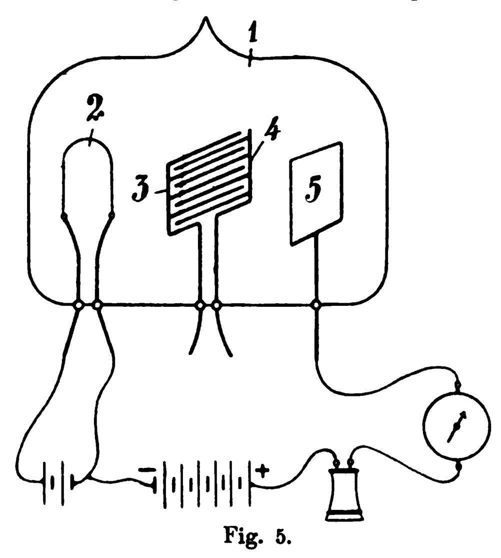


Fig. 5.

vom Kathodendraht und Anodenspiegel isolierte Leiter (3, 4) beeinflußt wird, deren Potentialdifferenz durch die aufgenommenen elektrischen Schwingungen verändert wird.

Dr. Joseph Schiessler in Baden (Österreich) hat unter Nr. 281215 ein D. R. P. erhalten auf eine Antennenanordnung für drahtlose Sendestationen. Sie ist dadurch gekennzeichnet, daß die Länge der Antenne samt den zugehörigen Teilen der Verlängerungsspulen eine halbe Wellenlänge beträgt, und daß die Antenne im Durchmesser einer kreisförmigen Bahn so angeordnet ist, daß im Mittelpunkte derselben die Koppelungsspule und an der Peripherie zwei mit Metall überzogene fahrbare Türme aus Isolierungsmetall sich befinden, welche auf einem Gleise mittels eines über Rollen laufenden endlosen Seiles beliebig eingestellt werden können. Zur Vermeidung des Durchhanges ist die Antenne in jedem Radius mit mehreren passend verteilten Isolierrollen versehen, welche auf einem zur äußeren Kreisbahn konzentrischen Gleis dahingleiten. Ferner ist jeder Antennenradius im Zentrum

an einer drehbaren Welle befestigt, welche ein Kegelrad trägt, wodurch mittels eines Zahngetriebes ein Zeiger (Lineal o. dgl.) konform zu der Bewegung der Antenne über einem Situationsplan gedreht wird und dabei die Richtung einer gewünschten Station bestimmt. Das über Rollen laufende endlose Seil, an welchem die Kondensatortürme befestigt sind, zweigt von der Peripherie gegen das Zentrum ab und bildet daselbst eine über den Rand eines Rades laufende Schleife, wobei durch ein auf derselben Achse sitzendes Zahnrad, welches mit irgendeiner Kraftquelle gekuppelt ist, das Seil und damit auch die Kondensatortürme bewegt werden können.

Derselbe Erfinder hat sich durch D. R. P. Nr. 281672 eine Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen mittels rotieren-

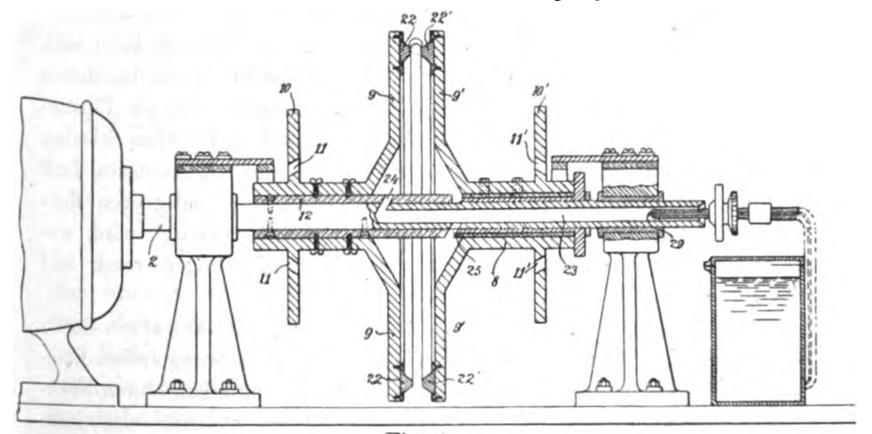



Fig. 6.

der Elektroden schützen lassen. Bei ihr saugen auf einer rotierenden Welle (2 in Fig. 6) befestigte Elektroden (9, 9', 22, 22') Luft durch den Hohlraum (23, 24, 25) der Welle in den Elektrodenzwischenraum und schleudern sie durch Zentrifugalkraft aus diesem hinaus, wodurch sowohl der Lichtbogen abgeblasen als auch die Elektrodenscheiben energisch abgekühlt werden. Der eine der beiden Elektrodenträger (9) ist fest, während der andere Elektrodenträger (9') mittels eines in einem Achsenstück angebrachten Längsschlitzes und zweier auf der Welle usw. angebrachter Zapfen innerhalb bestimmter Grenzen verschiebbar ist, so daß im Ruhezustande die beiden Elektroden aneinander liegen, wobei der Strom von einer zur anderen durch unmittelbaren Kontakt übergeht, während bei Drehung der Welle das in der Achsenrichtung bewegliche Elektrodensystem durch die infolge der Rotation erzeugte

Fliehkraft der in dem Elektrodenträgerzwischenraum befindlichen Luft seitwärts getrieben wird, wodurch die Zündung des Lichtbogens stattfindet. Jeder der beiden Elektrodenträger besteht aus zwei durch ein axiales Zwischenstück (7, 8) verbundenen Scheiben (9, 9′ und 10, 10′), von welchen die äußere Scheibe (10, 10′) einen kleineren Durchmesser besitzt und mit schrägen radialen Schlitzen oder Löchern (11, 11′) versehen ist, durch welche die von außen angesaugte Luft auch über die Außenfläche der inneren, die Elektroden tragenden Scheiben streicht und dieselben stark abkühlt. Auf dem Innenrand der beiden inneren Elektrodenscheiben sind auswechselbare Kreisringe (22, 22′) aus entsprechendem Elektrodenmaterial von positiven oder negativen Temperaturkoeffizienten (Kupfer, Aluminium, Silundum, Blenden, Glanzen, Kiesen usw.) und von entsprechendem Querschnitt aufgeschraubt, zwischen denen der Lichtbogen (Funke) übergeht. Endlich kann auch die Anordnung so getroffen werden, daß in die hohle Welle des Motors zugleich mit der Luft mittels eines Zuleitungsrohres (29) ein Flüssigkeitsstrahl (Wasser usw,) durch die Saugkraft der rotierenden Scheiben eingepumpt und durch den Richtungswechsel der eingesaugten Luft zerstäubt wird, so daß infolge der feinen Verteilung und großen Oberflächenwirkung eine bedeutende Verdunstungskälte erzeugt wird, wodurch die Scheibenelektroden und auch der Lichtbogen rasch und intensiv gekühlt werden.

Das D.R.P. 277 285 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin betrifft ein Verfahren und eine Einrichtung zum störungsfreien Empfang insbesondere ungedämpter elektrischer Schwingungen, deren Kennzeichen darin bestehen, daß zwei Verwendung findende elektrische Schwingungskreise durch einen möglichst selbstinduktionsfreien Widerstand miteinander gekoppelt sind. Fig. 7 zeigt beispielsweise die Schaltung, bei der in einem Schwingungskreis Selbstinduktionen ($l_1$ $l_2$) und Kapazitäten ($c_1$ $c_2$) derart eingeschaltet werden, daß zwei Spannungsknotenpunkte (bei $A$ und $B$) entstehen, welche durch einen eventuell veränderlichen Widerstand ($w$) verbunden werden. Zur Begründung der Wirkungsweise und der Vorteile dieser Anordnung ist in der genannten Patentschrift folgendes ausgeführt: Bei zwei gekoppelten Systemen hat man zwei Phasen des Schwingungsablaufes, und zwar erstens die Phase des Aufschaukelns bis zur Maximalamplitude und zweitens die Phase des Abklingens nach dem Exponentialgesetz bei gedämpften Schwingungen bzw. des Verharrens auf der erreichten Maximalamplitude bei ungedämpften Schwingungen. Bei ungedämpften Schwingungen ist die erste Phase gegenüber der zweiten so kurz, daß

sie vollkommen vernachlässigt werden kann. Bei gedämpften Schwingungen dagegen ist die Größe der Dämpfung maßgebend für die Ablaufzeit der beiden Schwingungsphasen. Bei der Schaltung nach Fig. 7 sei nun $c_1 l_1 = c_2 l_2$. Schwingt dieses System frei und verlustlos, ist also sowohl $c_1 l_1$ wie $c_2 l_2$ auf die Frequenz des fließenden Stromes abgestimmt, so herrscht zwischen den Punkten $A$ und $B$ Spannungsgleichheit. Legt man zwischen $A$ und $B$ einen Widerstand $w$ oder überhaupt einen Leiter, so bleibt dieser stromlos. Diese Verhältnisse gelten jedoch nur, soweit der Strom wattlos fließt. Für den Wattstrom hingegen ist $A B$ eine einfache Stromverzweigung, und die Stromverteilung richtet sich lediglich nach den Verlusten im Widerstand $w$ und in $c_2 l_2$, sofern $c_1 l_1$ die Energiequelle darstellt. Bei Be-

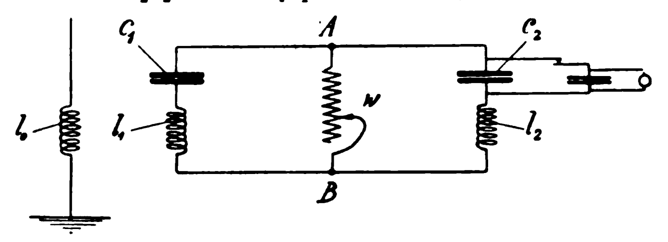



Fig. 7.

ginn einer Energieübertragung von $c_1 l_1$ auf $c_2 l_2$ strömt nur Wattstrom über, da man im System $c_2 l_2$ Energie aufspeichern muß. In dem Maße wie in $c_2 l_2$ die Amplitude steigt, sinkt der Wattstrom zu einem immer geringeren Bruchteil des Gesamtstromes, bis schließlich ein stationärer Zustand erreicht wird. Je geringer die Verluste in $c_2 l_2$ sind, ein um so geringerer Prozentsatz des Gesamtstromes ist schließlich Wattstrom. Es wird also die erste Schwingung immer am stärksten durch den Widerstand $w$ geschwächt, und die Energievernichtung wird prozentual um so geringer, je weiter man sich vom Beginn der Energieübertragung entfernt. Für ungedämpfte Schwingungen, bei denen die gesamte Schwingungszeit groß ist gegenüber der Periode bis zur Erreichung des stationären Zustandes, ist die Schwächung, die durch das Vorhandensein des Widerstandes eintritt, nur gering. Bei gedämpften Schwingungen sind die Verhältnisse jedoch anders: Je stärker die Dämpfung ist, um so mehr bestimmen gerade die ersten Schwingungen die überhaupt vorhandene Energie. Werden nun gerade die ersten Schwingungen geschwächt, so wird damit die vorhandene Energie überhaupt vernichtet. Benutzt man also diese Anordnung, wie in Fig. 7 dargestellt, zum Empfang ungedämpfter Wellen, wobei

also die Energie vom Luftdraht $l_0$ erst auf $l_1$ übertragen wird, so wird der Empfang ungedämpfter Schwingungen fast gar nicht geschwächt. Dagegen werden gedämpfte Schwingungen, selbst solche genau gleicher Wellenlänge wie die der ungedämpften und vor allem alle aperiodischen Stöße — wie Luftstörungen —, fast ganz unterdrückt. Die günstigste Größe des Widerstandes $w$ ist von Fall zu Fall empirisch zu bestimmen, da sie von der Wellenlänge, vom Verhältnis von $l_1$ zu $l_2$, von den Verlusten in $l_2\,c_2$, von der Wellenkonstanz und schließlich von der zulässigen Empfangsschwächung abhängig ist. Der Gegenstand der Erfindung besteht demnach in der Verwendung einer an sich bekannten Schaltung zu einem Verfahren, um gedämpfte Schwingungen stärker als ungedämpfte schwächen zu können. Diesem Verfahren liegt die Erkenntnis zu Grunde, daß man bei Empfangsschaltungen sich von Luftstörungen vollständig freimachen kann, wie es bisher nicht möglich war, so daß mit ungedämpften Schwingungen in erheblich höherem Maße wie bisher störungsfrei empfangen werden kann.

Dr. R. Goldschmidt in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 281286 eine Anordnung für symmetrische Luftleitergebilde nach Art der Doppelkegelantennen schützen lassen. Sie besteht darin, daß die Zuführungsdrähte von unten bis zu einer gewissen Höhe gruppenweise parallel oder stark spitzwinkelig verlaufen und sich dann erst fächerförmig ausbreiten; hierdurch wird bezweckt, die Berührung zwischen den Mastabspannungen und den Antennendrähten zu vermeiden. Bei Zusammenfassung der Drähte einer Sektion sollen nur die beiden äußeren festgehalten werden, während die anderen durch einen oder mehrere Ringe frei verlaufen. Fig. 8 zeigt eine solche Anordnung. Die Zuführungsdrähte $a$ sind in Sektionen angeordnet, derart, daß im Winkelraum zwischen zwei Abspannungsebenen eine Sektion oder mehrere angebracht sind, breiten sich dann aber nicht wie üblich gleich konusförmig nach den oberen Aufhängungspunkten $b$ aus, sondern werden bis in eine ziemliche Höhe zusammengehalten, derart, daß sie bis dahin parallel oder unter sehr spitzem Winkel gehalten werden. Diese obere Zusammenfassung der Drähte wird zweckmäßig durch einen Ring $c$ ausgeführt. Diese Zusammenfassung der Zuführungsdrähte wird in einer solchen Höhe angebracht, daß die Drähte von hier aus sich frei oberhalb der Pardunen fächerartig bis zu ihren Aufhängungspunkten ausbreiten können. Hierdurch entsteht ein Luftleitergebilde, das der Erfinder als eine kombinierte Schirm-Konus-Fächer-Antenne bezeichnet. Es ist nun leicht ersichtlich, daß bei einer derartigen An-

ordnung selbst beim stärksten Wind keinerlei Gefahr besteht, daß die Antennendrähte die Abspannungen berühren können. Ein weiterer

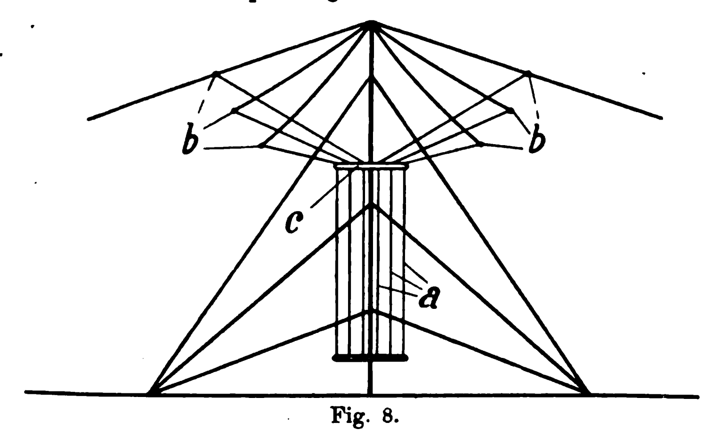
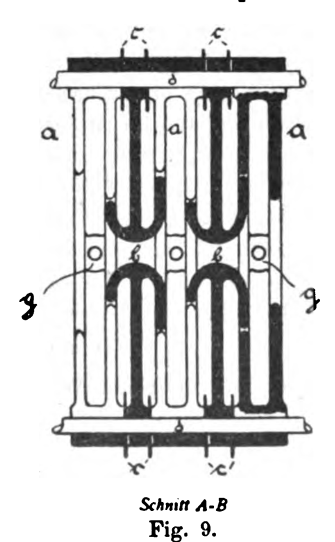



Fig. 8.

Vorteil dieser Anordnung gegenüber einer, deren Zuführungsdrähte sich gleich von unten konusförmig ausbreiten, besteht in elektrischer Beziehung darin, daß bei ersterer die Kapazität mehr nach oben ver-




Schnitt A-B

Fig. 9.

legt wird und daß ihre Selbstinduktion verhältnismäßig größer ist, wodurch auch eine größere Strahlungsfähigkeit erreicht wird.

Das D. R. P. Nr. 281358 von Dipl.-Ing. Dr. Hugo Mosler in

Zehlendorf bei Berlin betrifft eine Serienfunkenstrecke für Stoßerregung bzw. eine Ausführungsform der Wienschen Löschfunkenstrecke. Durch eine besondere Form der Elektroden und ihre Anordnung wird erreicht, daß die Elektroden der Serienfunkenstrecke nicht, wie bereits bekannt, einander gegenüberstehen, sondern flanschenartig ineinanderliegen unter gleichzeitiger Änderung des Elektrodenabstandes. Durch diese Konstruktion ergeben sich für die inneren Elektroden T- bzw. ankerförmige, für die umfassenden äußeren Elektroden U-förmige Quer-

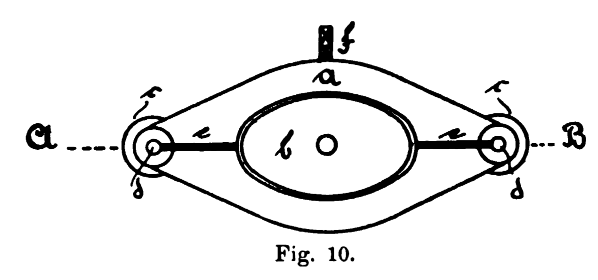


Fig. 10.

schnitte. Die Elektroden selber können ring- oder ellipsenförmig gestaltet sein. Ferner wird die umfassende äußere Elektrode geschlitzt, damit der Elektrodenabstand an den arbeitenden Stellen mit Hilfe einer Regulierschraube geändert werden kann. Figg. 9 und 10 geben eine der möglichen Ausführungsformen wieder. Es bedeutet *a* die mit Haltearmen versehenen äußeren Elektroden, die über die Stangen *d* aus Isoliermaterial geschoben sind. Die Innenelektroden *b*, die ebenfalls durch Haltearme an den Stangen *d* befestigt sind, werden durch die Isolierstücke *c* von den äußeren Elektroden isoliert. Die Außenelektroden sind bei *e* geschlitzt und können durch die Schraube *f*, welche in dem Steg *g* sitzt, mehr oder weniger zusammengezogen werden, so daß der Abstand des arbeitenden Elektrodenrandes veränderlich wird.

(Eingesandt 25. Januar 1915.)

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12

---

## Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

**A. Sommerfeld**, Zur Theorie der Lichtbogenschwingungen bei Wechselstrombetrieb. Sonderabdruck aus Sitzungsber. Kgl. Bayer. Akad. d. Wiss. Jahrgang 1914. Math.-Phys. Klasse. Verlag der Kgl. Bayer. Akad. d. Wiss. (G. Franz'sche Verlag), München 1914.

**„Die Kultur der Gegenwart“.** Ihre Entwicklung und ihre Ziele. Herausgegeben von Paul Hinneberg. Band Physik, unter Redaktion von E. Warburg. Verlag von B. G. Teubner in Leipzig u. Berlin. 1915. Geh. M. 22.—, geb. M. 24.—, in Halbfranz M. 26.—.

**Hermann Rohmann,** Elektrische Schwingungen I u. II. Nr. 751/52 Sammlung Göschen. G. J. Göschen'sche Verlagshandlung m. b. H. Leipzig 1914. Geb. je M. 0.90.

**Friedrich Kohlrausch,** Lehrbuch der praktischen Physik. 12. Aufl. Verlag von B. G. Teubner, Leipzig 1914. Geb. M. 11.—.

**Jahrbuch der Elektrotechnik,** herausgegeben von Karl Specker. II. Jahrg. 1913. Verlag R. Oldenbourg, München 1914. Geb. M. 10.—.

**Goethe's Faust** I u. II. Verlag Eugen Diederichs, Jena 1912. M. 20.—.

**Alfred Basch,** Zur Analyse gedämpfter Schwingungen. Verlag Alfred Hölder, Wien 1914. K. 0.85.

**Arthur Llewelyn Hughes** (Deutsch von Max Iklé), Die Lichtelektrizität. Verlag J. A. Barth, Leipzig 1915. M. 5.60, geb. M. 6.40.

(Eingesandt 25. Januar 1915.)

---

# Literaturverzeichnis.

**Austin, L. W.,** Journ. Wash. Ac. Sc. Nr. 20, S. 570. 1914. Quantitative experiments in radiotelegraphic transmission.

**Basch, Alfred,** Sitzungsber. K. A. Wiss. Wien. Math.-Naturw. Kl. Bd. 123 Abt. IIa. April 1914. Zur Analyse schwach gedämpfter Schwingungen.

**Bellini, E.,** Electrician **74**, 352. 1914. The possibility of sharp directive wireless telegraphy.

**Breisig, F.,** Jahrb. d. Elektrotechnik. II. Jahrg. 1913. (München 1914 R. Oldenbourg) S. 161. 1914. Telegraphie ohne fortlaufende Leitung (Übersicht).

**Carter, E.,** Ann. Phys. Beibl. **39**, 90. 1915. (Ref. ü. Phys.-Rev. **3**, 453. 1914). Entladungspotentiale bei sehr kleinen Schlagweiten.

**Clark, J. C. u. Ryan, H. J.,** Ann. Phys. Beibl. **39**, 81. 1915. (Ref. ü. Proc. Am. Inst. El. Eng. **33**, 937 1914). Funkenspannungen zwischen Kugeln bei Hochfrequenz.

**Cohen, Louis,** Proc. Inst. Radio Engineers (New York) 2 (Nr. 3), 237. 1914. A method for determining logarithmic decrements.

**Colin u. Jeance,** Nature (London) Nr. 2356. S. 452. 1914. Wireless telephony.

**Demmler, O.,** Arch. f. Elektrot. 3, 107. 1914. Messungen über die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen an der Erdoberfläche.

**Eastham, Melville,** Proc. Inst. Radio Engineers (New York) Vol. 2, Nr. 4, S. 253. 1914. The „Hytone“ radio telegraph transmitter.

**Edler, R.,** Helios Heft 1, 2, 3, 4, 5, 1915. Fortschritte im Transformatorenbau.

**Flowers, Alan E.,** Electrician **74**, 326. 1914. Characteristics of crystal rectification.

**Forest, Lee de,** Elektrot. Ztschr. **35,** 1122. 1914. Der Audion- und der Lieben-Reiss-Verstärker.

**Gallaix de, Marcel G.,** Electrician **74,** 292. 1914. Destruction of the radio-station at Laeken — Brussels.

**Harris, T.,** Phil. Mag. Nr. 168. S. 822. 1914. Note on the reflexion of electromagnetic waves from the surface of a moving mirror.

**Horton, Frank,** Electrician **74,** 423. 1915. On the action of a Wehnelt-cathode.

**Israel, Lester, L.** s. **Simon, Emil, J.**

**Jeance** s. **Colin.**

**Jellineck, S.,** Elektrot. Ztschr. **36,** 7. 1915. Bedroht drahtlose Telegraphie das organische Leben?

**Kolster, Frederick, A.,** Journ. Wash. Ac. Sc. Nr. 20, S. 569. 1914. A direct reading instrument for measuring the logarithmic decrement and wave length of electromagnetic waves.

**Ludewig, P.,** Die Naturwiss. Heft 52, S. 1071. 1914. Eine neue Methode drahtloser Telephonie (L. Kühn).

—, — ebenda. Heft 1. S. 12. 1915. Gleichzeitiges Senden und Empfangen in der drahtlosen Telegraphie.

—, —. Physik. Ztschr. **16,** 13. 1915. Eine Anordnung zur Demonstration der „Resonanz".

**Pfiffner, E.,** Elektrot. Ztschr. **35,** 1101. 1914. Überspannungsschutz durch Drosselspulen und Kondensatoren.

**Reitzenstein, B. von,** Schweiz. Elektrot. Ztschr. **11,** 540. 1914. Das Vibrationselektrometer.

**Ryan, H. J.** s. **Clark, J. C.**

**Sarnoff, David,** Proc. Inst. Radio Eng. Vol. 2. Nr. 4. S. 273. 1914. Radio Traffic.

**Simon, Emil J. u. Israel, Lester L.,** Proc. Inst. Radio Engineers (New York) 2 (Nr. 3), 217. 1914. The operating characteristics of a three phase 500 cycle quenched spark transmitter.

**Sommerfeld, A.,** Sitzungsber. Bayer. Ak. Wiss. Math.-Phys. Kl. Jahrg. 1914. S 261. Zur Theorie der Lichtbogenschwingungen bei Wechselstrombetrieb.

**Stone Stone, John,** Proc. Inst. Radio Eng. Vol. 2. Nr. 4. S. 307. 1914. The resistance of the spark and its effect on the oscillations of electrical oscillators.

**Taylor, A. M.,** Ann. Phys. Beibl. **39,** 82. 1915 (Ref. ü. J. Inst. El. Eng. 52, 700. 1914). Statische Umformer für die gleichzeitige Umformung von Frequenz und Spannung von Wechselströmen.

**Uller, Karl,** Ber. D. Phys. Ges. **16,** 875, 926, 997. 1914. Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen an natürlich drehenden, isotropen Körpern.

(Eingesandt 25. Januar 1915.)

Band 9. Heft 5.



# Jahrbuch

der

# drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Prof. **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Auguste Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Leut. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

**Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben

von

**Dr. Gustav Eichhorn**

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
**in Zürich.**



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1915.

*Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.*



*Ausgegeben im April 1915.*

# Inhalt.




Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

# Jahrbuch

der

# drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 9. 1915. Heft 5.


## Eine Anordnung für gerichtete drahtlose Telegraphie.


Von **J. Zenneck**[1]).


Von den Anordnungen für gerichtete drahtlose Telegraphie mit einer oder zwei Antennen besitzen zwei eine bemerkenswert günstige Fernwirkungscharakteristik[2]),

a) Die eine ist die geknickte Marconi-Antenne. Ihre Fernwirkungscharakteristik hängt von dem Verhältnis zwischen der Länge des horizontalen zu derjenigen des vertikalen Teiles und außerdem von der Beschaffenheit des Bodens, auf dem die Antenne steht, ab. Nach der Theorie von H. von Hörschelmann ist die Amplitude der elektrischen Feldstärke an der Erdoberfläche in einer Richtung, welche mit der Hauptstrahlungsrichtung $OB$ (Fig. 1) den Winkel $\vartheta$ bildet, bestimmt durch die Beziehung:

$$\mathfrak{E}_0 = \mathfrak{E}_{h0}\sqrt{1 + \beta^2 \cos^2 \vartheta + \sqrt{2} \cdot \beta \cos \vartheta} \qquad (1)$$

wenn $\mathfrak{E}_{h0}$ die Amplitude der Feldstärke des vertikalen Antennenteiles in demselben Abstand bedeutet, und:

$$\beta = \frac{l}{h} \frac{1}{\sqrt{2 \sigma \lambda c}}$$

gesetzt ist ($l$ = Länge des horizontalen, $h$ = Länge des vertikalen Teiles der Antenne, $\sigma$ = Leitvermögen des Bodens, $\lambda$ = Wellenlänge der Schwingung, $c$ = Lichtgeschwindigkeit, alles in C.-G.-S.-Einheiten). Nach dieser Theorie nimmt die Fernwirkungscharakteristik Formen an, wie sie zur Hälfte in Fig. 1a für verschiedene Werte des Parameters $\beta$

1) Vgl. Verhandl. d. Phys. Ges. **16**, 699, 1914.

2) Bezüglich der Literatur vgl. z. B. J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. 2. Aufl., S. 411 ff. Stuttgart 1913.

dargestellt sind. Diese Theorie setzt von der Antenne voraus, daß ihre Dimensionen klein sind gegen die Wellenlänge der Schwingung, und vom Erdboden, daß sein Leitvermögen nicht allzuschlecht und demnach der Ausdruck $\frac{2\sigma\lambda c}{\varepsilon} \gg 1$ ist ($\varepsilon$ = Dielektrizitätskonstante des Bodens in der Nähe der Antenne). Die erste Annahme ist mit Rücksicht auf die Verhältnisse in der Praxis nicht unbedenklich. Aber auf der anderen Seite sind von den Formen Fig. 1 a, welche die Theorie

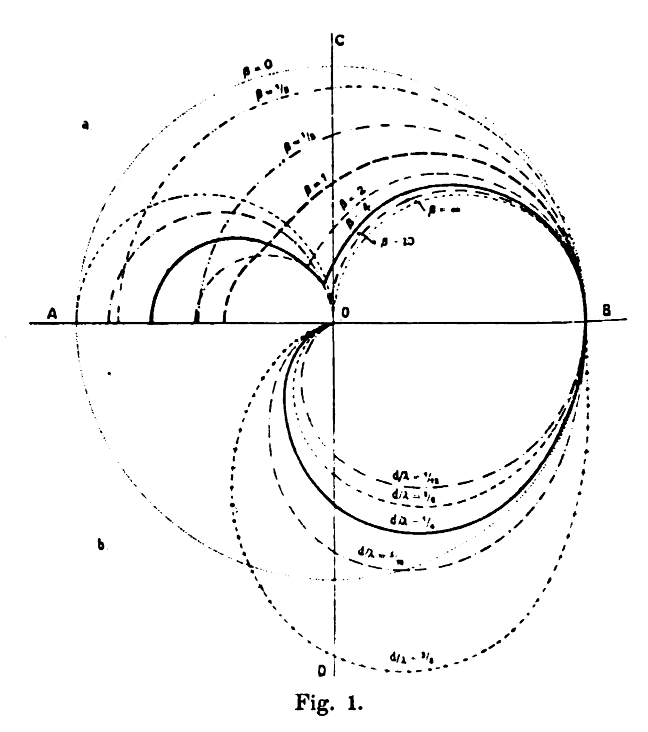



Fig. 1.

liefert, verschiedene durch Fernversuche jedenfalls qualitativ bestätigt worden. Es erscheint demnach berechtigt, die Beziehung, Gleichung (1), mindestens als bequeme analytische Darstellung der Erfahrung anzusehen und dem folgenden zugrunde zu legen.

b) Die zweite Antennenanordnung mit besonders günstiger Charakteristik ist die **Doppelantenne mit phasenverschobenen Schwingungen** in den beiden Antennen, wenn die Phasendifferenz $\varphi$ zwischen den beiden Antennen im Abstand $d$ die Bedingung befriedigt:

$$\varphi = \pi + \frac{2\pi d}{\lambda} \tag{2}$$

Die Fernwirkungscharakteristiken, die man hier für verschiedene Werte von $\frac{d}{\lambda}$ aus der Beziehung:

$$\mathfrak{E}_0 = 2\,\mathfrak{E}_{10} \sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}(\cos\vartheta - 1)\right] \tag{3}$$

($\mathfrak{E}_{10}$ = Amplitude einer einzelnen Antenne in demselben Abstand) erhält, sind in Fig. 1b zur Hälfte dargestellt. Praktisch brauchbar werden sie nur für $\frac{d}{\lambda} \overline{\gtrless} \frac{1}{4}$.

c) Überblickt man die in Fig. 1a und b dargestellten Kurven, so wird man die Verhältnisse folgendermaßen charakterisieren können: Die geknickte Marconi-Antenne (a) besitzt im günstigsten Fall ($\beta > 1$) verhältnismäßig geringe Seitenstrahlung (d. h. Strahlung in der Richtung $OC$ und $OD$), aber stets nicht unbeträchtliche Rückenstrahlung (d. h. Strahlung in der Richtung $OA$, entgegengesetzt der Hauptstrahlungsrichtung). Bei der Doppelantenne (b) verschwindet die Rückenstrahlung ganz, während die Seitenstrahlung stets beträchtliche Werte annimmt.

d) Bei dieser Sachlage interessierte mich die Frage, wie weit man durch Kombination der beiden Antennenanordnungen, d. h. durch Verwendung von zwei Marconi-Antennen mit phasenverschobenen Schwingungen, deren Phasendifferenz die Gleichung (2) befriedigt, die Vorteile der beiden Anordnungen $a$ und $b$ vereinigen, ihre Nachteile vermeiden kann.

Die Feldstärke bestimmt sich für diese Kombination unter den bisherigen Annahmen durch die Beziehung:

$$\mathfrak{E}_0 = 2\,\mathfrak{E}_{h0} \sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}(\cos\vartheta - 1)\right]\sqrt{1 + \beta^2\cos^2\vartheta + \sqrt{2}\cdot\beta\cos\vartheta} \tag{4}$$

sie ist also einfach das Produkt der Werte, welche die Gleichung (1) und (3) liefern.

In dem Ausdruck von Gleichung (4) können die beiden Parameter $\frac{d}{\lambda}$ und $\beta$ je nach den Arbeitsbedingungen verschiedene Werte annehmen. Allein für $\frac{d}{\lambda}$ kommt praktisch nur der Wert $\frac{1}{4}$ in Betracht. Aus Fig. 1b folgt nämlich, daß die Form der Fernwirkungs-

charakteristik nur wenig günstiger wird, wenn man für $\frac{d}{\lambda}$ Werte unter $\frac{1}{4}$ wählt. Auf der anderen Seite geht aus Fig. 2 (ausgezogene

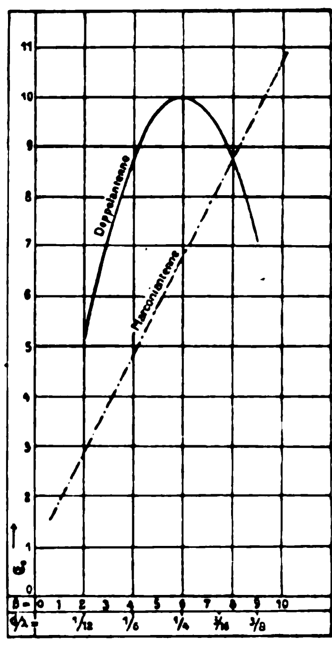



Fig. 2.

Kurve), in welcher die Amplitude $\mathfrak{E}_0$ in der Hauptstrahlungsrichtung ($\vartheta = 0$) für verschiedene Werte von $\frac{d}{\lambda}$ bei konstantem $\beta$ und $\mathfrak{E}_{h0}$ aufgetragen ist, hervor, daß diese Amplitude ein ausgesprochenes Maximum für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$ besitzt. Dem kleinen Vorteil, den man bezüglich der Form der Charakteristik durch Heruntergehen unter den Wert $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$ erreichen würde, steht also ein großer Nachteil bezüglich der Reichweite entgegen.

Für den Parameter $\beta$ liegen die Verhältnisse wesentlich anders: bei konstantem $\mathfrak{E}_{h0}$ und $\frac{d}{\lambda}$ wird die Amplitude in der Hauptstrahlungs-

richtung (strichpunktierte Kurve von Fig. 2) um so größer, je größer $\beta$ ist.

Setzt man für $\frac{d}{\lambda}$ den Wert $\frac{1}{4}$ voraus, so nehmen die Fernwirkungscharakteristiken für die verschiedenen Werte von $\beta$ die Formen von Fig. 3 an. Bemerkenswert an diesen Kurven ist vor allem,

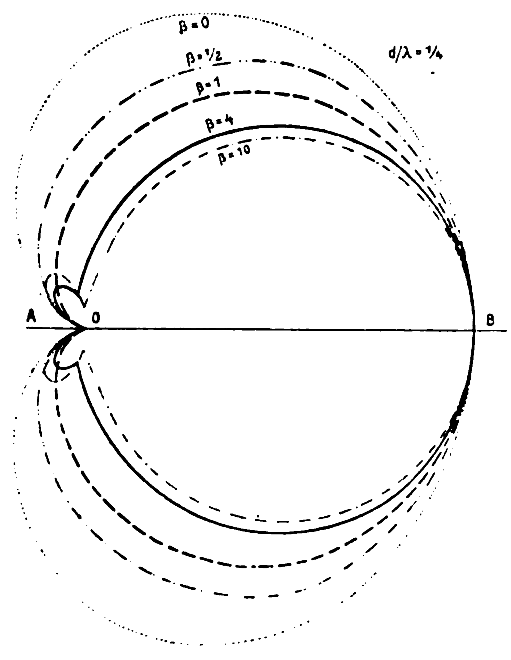



Fig. 3.

daß in allen praktisch in Betracht kommenden Fällen ($\beta > 1$) die Charakteristik sich mit dem Werte von $\beta$ nur wenig ändert. Das ist insofern von Wichtigkeit, als der Wert von $\beta$ auch von der Beschaffenheit des Bodens abhängt, sich also durch die Witterung ändern kann: auf die Charakteristik würde nach Fig. 3 eine solche Änderung nur wenig Einfluß haben.

e) Ein Urteil über den Vorteil, den man mit der vorgeschlagenen Kombination erreicht, geben die Figg. 4, 5 und 6, in denen die stark gestrichelte Kurve die Fernwirkungscharakteristik der Marconi-Antenne (a), die strichpunktierte diejenige der Doppelantenne (b) für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$ und die stark ausgezogene Kurve diejenige der Kombination

von beiden darstellt. Fig. 4 bezieht sich auf den Fall $\beta = 1$, der nach der Theorie von H. von Hörschelmann bei der Marconi-Antenne das günstigste Verhältnis zwischen Rücken- und Hauptstrahlung ergibt. In Fig. 5 sind die Bedingungen ($\beta = 4$) so gewählt, wie sie Marconi bei Versuchen fand. Bei Fig. 6 ist vorausgesetzt, daß das

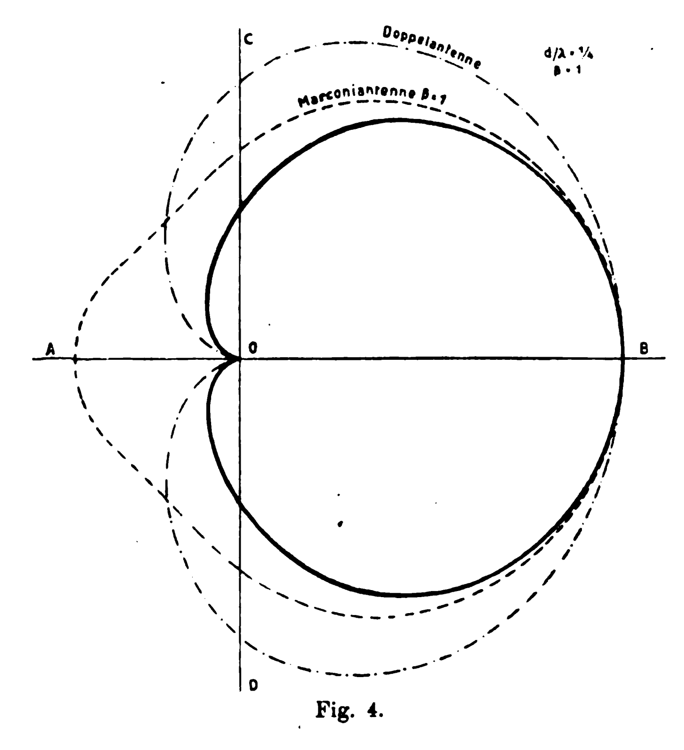



Fig. 4.

Feld des horizontalen Teiles der Marconi-Antenne über dasjenige des vertikalen bedeutend überwiegt ($\beta = \infty$ oder wenigstens $\beta \gg 1$); diesem Fall muß auch die Charakteristik der Erdantenne sehr ähnlich sein.

Nach den Figg. 4, 5 und 6 bedeutet die vorgeschlagene Kombination gegenüber der Doppelantenne von b) in allen Fällen eine starke Reduktion der Seitenstrahlung, gegenüber der einfachen Marconi-Antenne (a) besitzt sie den Vorteil einer praktisch verschwindenden Rückenstrahlung.

Technisch ist die vorgeschlagene Kombination von zwei geknickten Marconi-Antennen gegenüber der Doppelantenne von b), d. h. der Kombination von zwei vertikalen Antennen, überhaupt kein Nachteil,

da bei derselben Reichweite eine Marconi-Antenne wohl geringere technische Schwierigkeiten bietet als eine vertikale. Gegenüber der einfachen Marconi-Antenne (a) ist die vorgeschlagene Kombination von zweien natürlich eine Komplikation, die aber dadurch etwas ge-

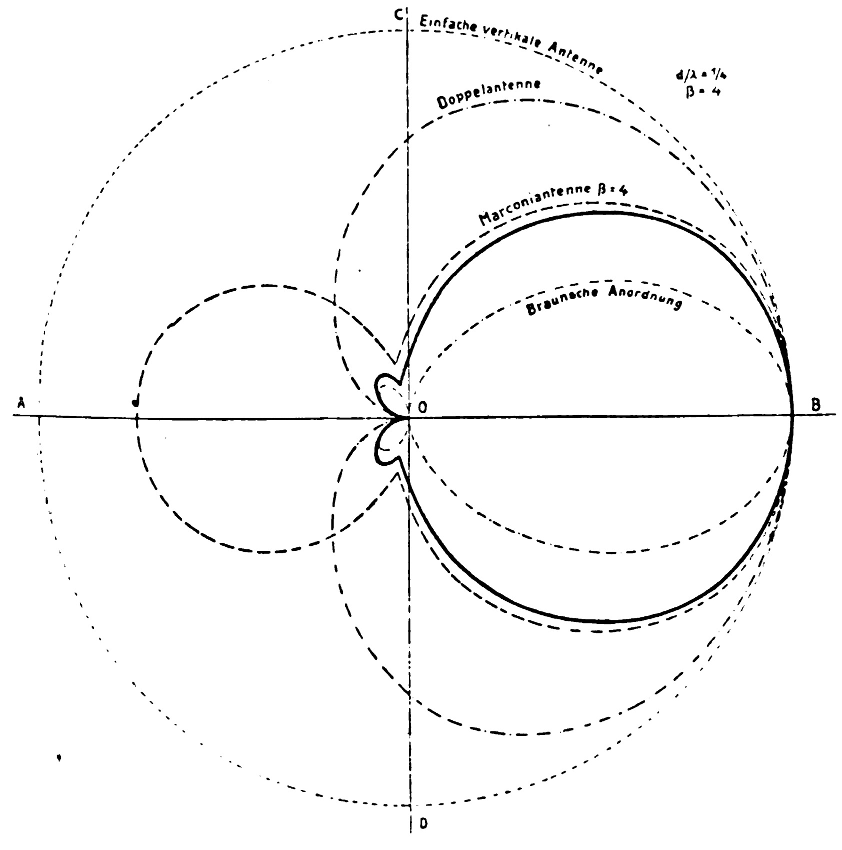



Fig. 5.

mildert wird, daß jede Antenne der Kombination nur die halbe Reichweite einer einzigen Marconi-Antenne zu besitzen braucht, wenn in beiden Fällen dieselbe Reichweite in der Hauptstrahlungsrichtung erzielt werden soll. Die technische Herstellung der nötigen Phasenverschiebung von 90° zwischen den beiden Antennenschwingungen macht bei Verwendung von Hochfrequenzmaschinen auch keine Schwierigkeit.

Die Frage liegt nahe, ob die Fernwirkungscharakteristik der vorgeschlagenen Kombination die günstigste von allen bisher bekannten ist. Diese Frage ist, soweit mir bekannt ist, zu bejahen, soweit es sich um eine Antenne oder die Kombination von höchstens zwei handelt. Dagegen hat F. Braun[1]) eine Anordnung angegeben, die

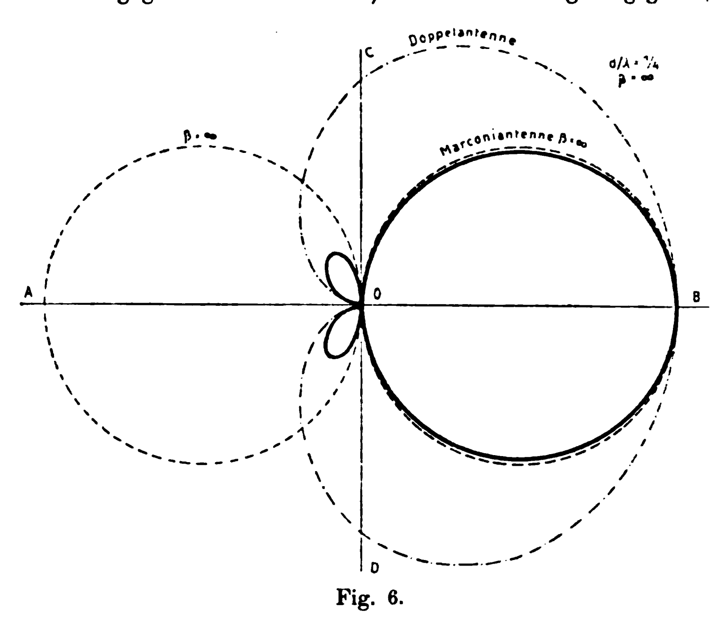



Fig. 6.

eine noch günstigere Charakteristik liefert — sie ist in Fig. 5 eingetragen —, aber auch vier Antennen erfordert, die in den Ecken eines Rechteckes von $\frac{\lambda}{4}$ Breite und $\frac{\lambda}{2}$ Länge stehen müssen. — —

Für die Berechnung und Zeichnung der Figuren bin ich Herrn Dr. K. Wolff zu Dank verpflichtet.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

1) F. Braun, Electrician 57, 222, 244, 1906; Jahrb. 1, 1, 1907. — Er bezeichnet es auch schon als eine „Frage weiterer Versuche", „wie weit man beide Methoden (phasenverschobene Schwingungen auf teilweise horizontalen, eventuell auch und voraussichtlich besser schräg aufsteigenden Sendern) erfolgreich kombinieren kann".

(Eingesandt 1. Dezember 1914.)

Adresse des Autors: München, Gedonstr. 6 III.

# Über die Möglichkeit einer scharf gerichteten Radiotelegraphie

von **E. Bellini.**[1])

Die Anordnung von S. G. Brown (Brit. Patent Nr. 14449/99) für gerichtete drahtlose Telegraphie bestand aus zwei gleichen vertikalen Antennen in einem Abstand von einer halben Wellenlänge, in denen gleiche aber in der Phase um eine halbe Periode differierende Ströme erzeugt wurden. Der Richteffekt resultiert aus der Interferenz der von den beiden Antennen ausgesandten Wellen. Fig. 1 ist ein Diagramm der Intensität des elektromagnetischen Feldes, erzeugt in weit entfernten Punkten.[2])

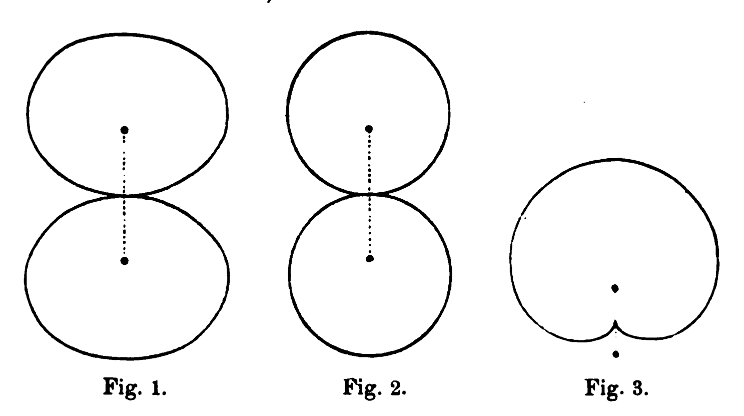


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

A. Blondel (Belg. Patent Nr. 163516/02; Brit. Pat. Nr. 11427/03) zeigte, daß man den Abstand zwischen den vertikalen Antennen der Brown-Anordnung auf weniger als eine halbe Wellenlänge verringern kann, und machte genaue Angaben über die Art der Benutzung und Erregung. Fig. 2 ist ein Diagramm der Feldintensität wenn dieser Abstand ein Sechstel der Wellenlänge nicht übersteigt.

Blondel erdachte ferner eine Anordnung aus zwei vertikalen Antennen in einem Abstand $d$ mit um $\pi\left(1-2\frac{d}{\lambda}\right)$ phasenverschobenen

1) Etwas gekürzte Wiedergabe eines Artikels in The Eletrician 74, 352. 1914.

2) Vgl. Jahrbuch 2, 301 ff. und Zenneck „Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie" S. 410 ff.

Strömen. Wenn $d$ nicht größer als $\frac{\lambda}{4}$ ist, so ist diese Anordnung unilateral d. h. sie emittiert keine Energie bei $180^0$ von der Richtung maximaler Ausstrahlung. Fig. 3 zeigt das Diagramm der Feldintensität für den Fall, daß $d$ nicht größer als $\frac{\lambda}{12}$ ist.

In demselben Patent machte aber Blondel einen sehr wichtigen Fortschritt für einen Richteffekt, indem er zwei parallele gerichtete Luftleiter, um eine halbe Wellenlänge entfernt, zu benutzen proponierte. Das Resultat dieser Verbindung besteht darin, mehr oder weniger je nach der Richtung die Komponenten des Feldes in der Richtung 1,1 (Fig. 4) zu vermindern. Man erhält also ein schärferes Diagramm als solche von jeder Anordnung für sich (vergl. Fig. 4 mit Fig. 1).

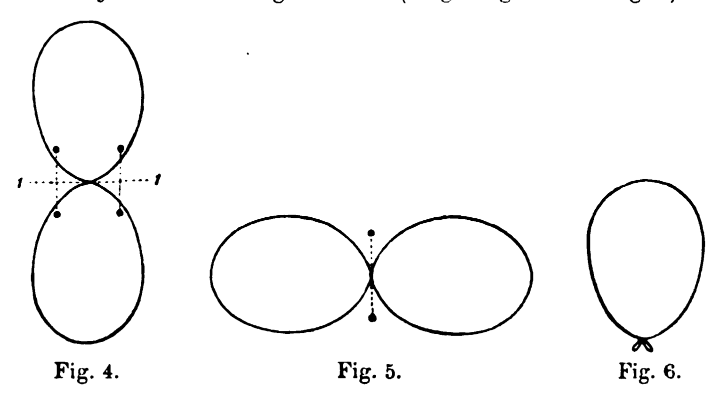



Fig. 4. Fig. 5. Fig. 6.

J. S. Stone (Amerik. Pat. Nr. 716134/01) gab eine andere Anordnung an, bestehend aus zwei vertikalen Antennen in einem Abstand von einer halben Wellenlänge und in der gleichen Phase schwingend. Für diesen Fall ist die Richtung maximaler Strahlung rechtwinklig zur Ebene der beiden vertikalen Antennen. Fig. 5 zeigt das Felddiagramm.

F. Braun (The Electrican 25. März und 1. Juni 1906) nahm das Studium von Parabolspiegeln wieder auf; Fig. 6 zeigt das im Laboratorium erzielte Diagramm des Feldes, erzeugt durch einen Oszillator und einen Parabolspiegel.

Bellini und Tosi (Brit. Pat. Nr. 4801/09; vergl. The Electrician 15. Januar 1909) erzielten eine unilaterale Anordnung durch Kombination einer vertikalen Antenne mit einer Brown- oder Blondel-

Anordnung. Fig. 3 zeigt das Diagramm dieser Anordnung für den Fall, daß die Blondel-Anordnung nicht breiter als ein Sechstel der Wellenlänge ist.

Alle diese Diagramme sind breit, flach und von begrenzter Schärfe.

Ich habe mich nun mit der Untersuchung beschäftigt, ob es möglich wäre, gerichtete Anordnungen auszudenken, die schärfere Diagramme lieferten, so wie diejenigen von Parabolspiegeln und Lichtwellen. Ich ging aus von dem Blondelschen Prinzip der Verbindung von gerichteten Anordnungen. Die Verbindung von zwei Luftleitern nach Fig. 1 ergab die Anordnung von Fig. 4; letzteres Diagramm ist viel schärfer als das erstere. Ich vermutete nun, daß durch Plazierung von zwei Anordnungen nach Fig. 4 in einem Abstande von einer halben Wellenlänge ein noch schärferes Diagramm herauskommen würde, wie es in der Tat durch Fig. 7 bestätigt wird. Die Anordnung ist gebildet aus drei Brownschen Luftleitern in einem Abstande von einer halben Wellenlänge; die Stromintensität in dem mittleren Luftleiter ist doppelt so groß als in jedem der seitlichen.

Die Berechnung der Feldintensität geschieht nach der Huyghens-Methode; sie besteht darin, jeden Luftleiter als Erzeuger eines bestimmten Feldes zu betrachten, wobei dann das wirkliche Feld in jedem Punkte gegeben ist durch die Summen der Intensitäten, erzeugt durch jeden Luftleiter.

Für den Fall von Fig. 7 ist die Berechnung die folgende:

$$\text{Vertikal. Leiter (1)}\ \varepsilon_1 = E_1 e^{-\sqrt{t}} \sin\left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\lambda}{2}\sin a - \frac{\lambda}{4}\cos a\right)\right]$$

$$\text{„ „ (1')}\ \varepsilon_1' = - E_1 e^{-\sqrt{t}} \sin\left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\lambda}{2}\sin a + \frac{\lambda}{2}\cos a\right)\right]$$

$$\text{„ „ (2)}\ \varepsilon_2 = 2 E_1 e^{-\sqrt{t}} \sin\left[\omega t + \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda}{4}\cos a\right]$$

$$\text{„ „ (2')}\ \varepsilon_2' = -2 E_1 e^{-\sqrt{t}} \sin\left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda}{4}\cos a\right]$$

$$\text{„ „ (3)}\ \varepsilon_3 = E_1 e^{-\sqrt{t}} \sin\left[\omega t + \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\lambda}{2}\sin a + \frac{\lambda}{4}\cos a\right)\right]$$

$$\text{„ „ (3')}\ \varepsilon_3' = - E_1 e^{-\sqrt{t}} \sin\left[\omega t + \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\lambda}{2}\sin a - \frac{\lambda}{4}\cos a\right)\right]$$

Durch Kombination von (1) und (3'), (3) und (1'), (2) und (2') erhält man:

$$(1,\ 3') = -\,2\,E_1\,e^{-\sqrt{t}}\cos\omega t \sin\left[\pi \sin a - \frac{\pi}{2}\cos a\right]$$

$$(3,\ 1') = \quad 2\,E_1\,e^{-\sqrt{t}}\cos\omega t \sin\left[\pi \sin a + \frac{\pi}{2}\cos a\right]$$

$$(2,\ 2') = \quad 4\,E_1\,e^{-\sqrt{t}}\cos\omega t \sin\left[\frac{\pi}{2}\cos a\right]$$

Für die Kombinationen (1, 3') und (3, 1') erhalten wir jetzt:

$$(1,\ 1',\ 3,\ 3') = 4\,E_1\,e^{-\sqrt{t}}\cos\omega t \cos[\pi \sin a] \sin\left[\frac{\pi}{2}\cos a\right]$$

und hieraus und aus 2, 2':

$$(1, 1', 2, 2', 3, 3') = 4\,E_1\,e^{-\sqrt{t}}\cos\omega t \sin\left[\frac{\pi}{2}\cos a\right][1 + \cos(\pi \sin a)]$$

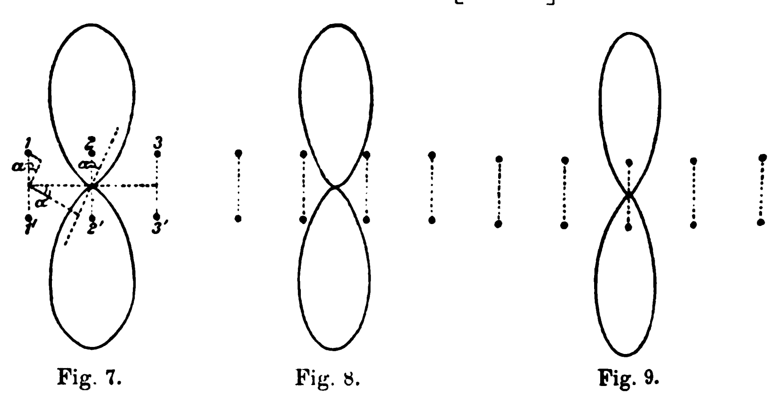



Fig. 7. Fig. 8. Fig. 9.

Die Gleichung des Diagramms ist also:

$$\varrho = \varrho_0 \sin\left[\frac{\pi}{2}\cos a\right][1 + \cos(\pi \sin a)]$$

$$= \varrho_0 \sin\left[\frac{\pi}{1}\cos a\right]\cos^2\left[\frac{\pi}{2}\sin a\right]$$

Durch Placierung von zwei Anordnungen der Type nach Fig. 7 in einem Abstand von einer halben Wellenlänge erhalten wir nun die neue Anordnung und das Diagramm von Fig. 8. Das Luftleitergebilde besteht aus vier Brown-Anordnungen; die Stromintensitäten in den mittleren sind dreimal so groß als in den äußersten.

Indem wir in der gleichen Weise fortfahren, erkennen wir leicht, daß für ein System von $n$ gerichteten Leitern die Intensität der Strö-

mungen in denselben sein muß nach den Verhältnissen, gegeben durch die folgenden Reihen:

$$1,\ \frac{n-1}{1},\ \frac{(n-1)(n-2)}{1\cdot 2},\ \frac{(n-1)(n-2)(n-3)}{1\cdot 2\cdot 3}$$

und das Diagramm der Intensität des elektromagnetischen Feldes ist gegeben durch die folgende Gleichung, wenn es gerade ist:

$$\varrho = \varrho_0 \sin\left(\frac{\pi}{1}\cos a\right)\left\{\cos\left[(n-1)\frac{\pi}{2}\sin a\right] + \frac{n-1}{1}\right.$$
$$\cos\left[(n-3)\frac{\pi}{2}\sin a\right] + \frac{(n-1)(n-2)}{1\cdot 2}\cos\left[(n-5)\frac{\pi}{2}\sin a\right] + \ldots$$
$$\left. + \frac{(n-1)(n-2)\ldots\frac{1}{2}(n+2)}{1\cdot 2\cdot 3\ldots\frac{1}{2}(n-2)}\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin a\right)\right\}$$

Wenn $n$ ungerade ist, so

$$\varrho_a = \varrho_0 \sin\left(\frac{\pi}{2}\cos a\right)\left\{\cos\left[(n-1)\frac{\pi}{2}\sin a\right] + \frac{n-1}{1}\right.$$
$$\cos\left[(n-3)\frac{\pi}{2}\sin a\right] + \frac{(n-1)(n-2)}{1\cdot 2}\cos\left[(n-5)\frac{\pi}{2}\sin a\right] + \ldots$$
$$\left. + \frac{1}{2}\,\frac{(n-1)(n-2)\ldots\frac{n+1}{2}}{1\cdot 2\cdot 3\cdot\frac{n-1}{2}}\right\}$$

Die Summen der Ausdrücke in den Klammern sind in beiden Fällen gleich:

$$2^{n-2}\cos^{n-1}\left(\frac{\pi}{2}\sin a\right)$$

Das Diagramm der Intensität des elektromagnetischen Feldes wird so:

$$\varrho_a = \varrho_0 \sin\left(\frac{\pi}{2}\cos a\right)\cos^{n-1}\left(\frac{\pi}{2}\sin a\right)$$

Es ist leicht, nach dieser Regel Diagramme zu berechnen. Fig. 9 zeigt den Fall von fünf Brown-Anordnungen, Fig. 10 von neun, Fig. 11 von 50. Für diesen letzten Fall ist die Schärfe sehr hervortretend.

Wenn wir als Schärfe das Verhältnis der Intensität des Feldes bei $0^0$ zu der bei $10^0$ definieren, so erhalten wir die folgenden Resultate:

| Anzahl der Brown-Leiter | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 9 | 50 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Schärfe | 1,01 | 1,04 | 1,08 | 1,12 | 1,15 | 1,33 | 5,90 |

Wenn wir an Stelle von Brown-Leitern solche nach Blondel an-

wenden, wo $d$ nicht $\frac{\lambda}{6}$ übersteigt, so sind die entsprechenden Diagramme noch etwas schärfer.

Die gleiche Methode kann für alle gerichteten Anordnungen angewendet werden. Bei den Stone-Anordnungen bekommen wir eine Reihe von vertikalen Leitern in der gleichen vertikalen Ebene, mit den gleichen Strömungen wie vorher. Die Diagramme sind sehr ähnlich den schon untersuchten.

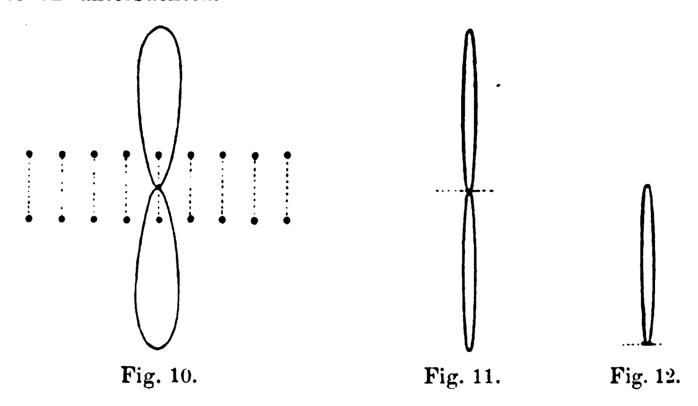


Fig. 10. Fig. 11. Fig. 12.

Für Blondels unilaterale Anordnungen erhalten wir eine vollständigere Lösung des Richteffektes. Die Diagramme sind breiter als die bis jetzt betrachteten, aber der Unterschied verringert sich mit zunehmender Anzahl der Luftleiter. Für 50 Leiter ist das Diagramm in Fig. 12 gegeben. Es ist praktisch das halbe Diagramm von Fig. 11, und es stellt eine praktisch vollständige Lösung des Problems dar.

Mit den Bellini-Tosi unilateralen Luftleitern sind die Resultate analog denjenigen mit den Blondel-unilateralen Luftleitern. Mit den Rahmenluftleitern sind die Resultate die gleichen wie diejenigen mit den Brown- und Blondel-Luftleitern.

Wir haben nur vom Senden gesprochen, aber es ist klar, daß das Gesagte auch für gerichteten Empfang gilt.

Es ist nicht möglich, die vorstehenden Ableitungen für Senden experimentell zu verifizieren, da wir keine Mittel haben zur Erzeugung von reinen elektrischen Schwingungen von passenden Phasen, Intensitäten und Hochfrequenz. Aber es kann ersichtlich an der Realität den diskutierten Tatsachen kein Zweifel bestehen.

(Nach dem Englischen. E.)

(Eingegangen 19. Januar 1915.)

# Sendeversuche mit niedrigen wagerechten Antennen.[1])

(Mitteilung aus dem Kaiserl. Telegraphen-Versuchsamt.)

Von **H. Brand.**

1. Frühere Versuche des Telegraphen-Versuchsamts haben gezeigt[2]), daß man mit einzelnen Drähten, die in geringer Entfernung über dem Erdboden auf niedrigen Stützen oder an gewöhnlichen Telegraphenstangen befestigt sind, funkentelegraphische Sende- und Empfangswirkungen erzielen kann, wie sie vorher nur mit Hilfe von hochragenden, an Türmen oder hohen Masten befestigten schirm- oder T-förmigen Antennen erreichbar waren. Die Versuche machten es wahrscheinlich, daß in vielen Fällen hochragende Masten und Türme beim Antennenbau entbehrlich werden würden. Das Telegraphen-Versuchsamt entschloß sich daher vor einiger Zeit, als für seine Berliner Versuchsstation (W 9, Königgrätzer Straße) das Bedürfnis nach einer leistungsfähigeren Antenne — es besaß bis dahin nur eine 10 m über das Dach emporragende Reusenantenne und eine schirmförmige, von einem auskurbelbaren Kometmaste getragene, die erstgenannte noch um etwa 10 m überhöhende Antenne — hervortrat, versuchsweise eine Anzahl eindrähtiger wagerechter Antennen von 100 bis 270 m Länge in geringer Höhe über den Dächern zu bauen. Die Antennenanlage ist in der Elektrot. Ztschr.[3]) kürzlich beschrieben worden; ihre Leistungsfähigkeit hat den Anforderungen bisher in jeder Hinsicht entsprochen, so daß einstweilen der außerordentlich viel kostspieligere Bau der früher geplanten senkrechten Antennenanlage nicht mehr zur Erörterung steht.

Es sollen im folgenden die Ergebnisse einer Reihe von Versuchen mitgeteilt werden, die mit der längsten dieser Antennen, einem 270 m langen, in nahezu östlicher Richtung von dem im vierten Geschosse gelegenen funkentelegraphischen Laboratorium aus erstreckten, 3 mm starken Bronzedrahte, vor einiger Zeit angestellt worden sind; der Antennendraht überschreitet die Königgrätzer Straße in einer Höhe von etwa 20 m; auf etwa $^3/_5$ seiner Länge liegt er in einer Höhe von nur

1) Archiv für Elektrot., 2. Bd. 1914, Heft 11.

2) Kiebitz, Mitt. a. d. T. V. A. VI, S. 3 u. 158 (Ann. d. Phys. 32, 941, 1910 und Verhandl. d. Deutschen Phys. Gesellschaft XIII, S. 876, 1912).

3) Strecker, Mitt. a. d. T. V. A. VII, S. 13 ff. (Elektrot. Ztschr. 1913, S. 1202).

5 bis 10 m über den Dächern; seine Eigenwelle beträgt 1340 m; seine Lage inmitten des Häusermeeres von Berlin und die unmittelbare Nachbarschaft elektrischer Bahnen und anderer elektrischer Anlagen gibt die Gewißheit, daß die mit ihm unter nicht günstigen örtlichen Verhältnissen erzielten Ergebnisse an anderer Stelle um so sicherer wieder darstellbar sind.

Im Anschluß daran soll die Frage der Belastungsfähigkeit von Antennen erörtert werden.

In den Monaten Mai und Juli 1913 sind mit der bezeichneten Antenne eine Reihe Sendeversuche durchgeführt worden. An der Beobachtung des Empfanges haben die dem öffentlichen Verkehr dienenden deutschen Küstenstationen und eine Reihe anderer entfernter Funkenstationen ähnlicher Größe teilgenommen. Die Telegraphierentfernungen betrugen 170 bis 630 km, die verfügbare elektrische Leistung nicht mehr als 1,5 und 2,0 KW. im Luftleiter. Gesendet wurde an 10 Tagen. An den ersten 3 Tagen fanden die Versuche während der Dunkelheit, an den übrigen 7 Tagen bei Tageslicht statt, und zwar einmal in der Zeit von 7 bis 8 Uhr früh, fünfmal von 1 bis 2 Uhr mittags und einmal von 4 bis 5 Uhr nachmittags. Bei 8 Versuchen wurde das Antennenaußenende frei endigend, bei 2 Versuchen mit einer festen Endkapazität von etwa 28 m benutzt. Gegeben wurden verabredete Kennworte mit anschließendem Text. Die Wellenlängen betrugen 1100 bis 2300 m. Bei den 7 Tagesversuchen haben sämtliche Beobachtungsstellen, soweit sie nicht durch ihren eigenen Dienst, durch schwere Gewitter oder durch nahe Störer an der Beobachtung verhindert waren, regelmäßig die von Berlin gesandten Zeichen erhalten; nur 2 Stationen haben aus nicht erkennbarer Ursache in je einem Falle versagt. Die entfernteste Station, 630 km über Land, erhielt in allen 7 Fällen mit Lautstärken, die einmal 400 Ohm, dreimal 150 bis 300 und dreimal 80 bis 100 Ohm — parallel zum 1000-Ohmfernhörer — betrugen. Diese Lautstärken reichen im allgemeinen für einen betriebsmäßigen Verkehr nicht aus; man wird indes bei Benutzung gewöhnlicher Hörempfänger in der Regel nicht unternehmen, auf eine Telegraphierentfernung von mehr als 600 km über Land und bei Tage mit Senderleistungen der angegebenen Größe zu arbeiten. Diese sind für die überbrückte Entfernung vielmehr recht gering, und das Ergebnis erscheint im Hinblick darauf, daß überhaupt regelmäßig Empfang erzielt worden ist, um so bemerkenswerter, als die Versuche in der an luftelektrischen Einflüssen reichen Jahreszeit und die Mehrzahl von ihnen in der ungünstigsten Tageszeit stattgefunden haben. Die vorliegenden

Ergebnisse bieten im übrigen, so wenig wie die früheren Versuche mit niedrigen wagerechten Antennen, einen Anhalt dafür, daß beim betriebsmäßigen Gebrauche solcher Luftleiter, solange im Antennenkreis ohne Verkürzungskapazität gearbeitet wird, mit Richtungswirkungen zu rechnen sei; die Empfangsstellen liegen zum Teil bis zu 50° aus der Längsrichtung der Antenne.

2. Die Belastungsfähigkeit solcher Antennen ist, worauf schon von Kiebitz verschiedentlich hingewiesen worden ist, hoch, weil sie einen hohen Dämpfungswiderstand besitzen und die effektive Stromstärke daher bei gleicher Antennenleistung wesentlich geringer ist als bei einer hochragenden Antenne mit Endkapazität und kleinem Widerstand. Es wird sich im folgenden ergeben, daß neben dem Dämpfungswiderstand noch andere Ursachen vorhanden sind, die im gleichen Sinne wirken.

Die Grenze der Belastung einer Antenne wird durch das Auftreten von Isolationsschwierigkeiten gegeben; diese bestehen in zweifacher Hinsicht: es sind einmal Gleitentladungen über die Isolatoren der Antenne — an den Gebäudedurchführungen und an den Aufhängevorrichtungen — möglich, und es können zweitens Sprüherscheinungen an den Drahtoberflächen selbst gegen die umgebende Luft eintreten. Die Belastung der Isolatoren und die Feldstärke an ihrer Oberfläche läßt sich, wenn man nur ihre Abmessungen, ihre Formen und ihr Material richtig wählt, in angemessenen Grenzen halten; es bestehen in dieser Hinsicht — im besonderen bei Antennen der in Rede stehenden Art aus einem einzigen Drahte — keine wesentlichen Schwierigkeiten. Für die Beurteilung der Belastungsfähigkeit einer Antenne wird daher diejenige Größe maßgebend sein, die das Auftreten von Sprüherscheinungen an der Leiteroberfläche hervorruft, d. h. die elektrische Feldstärke. Die größte Feldstärke ist in der Regel an den Antennenaußenenden vorhanden; die Leiter enden hier üblicherweise in Sprühschutzisolatoren, deren Gestalt und Oberflächenkrümmung genügende Sicherheit gegen das Sprühen am Ende selbst gewährt. Die Stelle größter Feldstärke liegt daher unmittelbar vor diesem Schutz auf dem eigentlichen Drahte.

3. Gegeben seien zwei Antennen beliebiger Form mit den wirksamen Kapazitäten $C_1$ und $C_2$, den Selbstinduktionen $L_1$ und $L_2$ und den Dämpfungswiderständen $R_1$ und $R_2$. Die beiden Antennen sollen auf dieselbe Wellenlänge $\lambda$ abgestimmt sein und gleiche Abstimmschärfe besitzen; es sollen also in beiden Fällen die Wellenlänge $\lambda = 2\pi c \sqrt{L\,C}$,

das Dekrement $\delta = \pi \cdot R \sqrt{\frac{L}{C}}$ und mithin auch die Dämpfungskonstante $r = \frac{R}{2L}$ gleich sein. Hieraus folgt

$$1 = \frac{L_1 C_1}{L_2 C_2} = \frac{R_1 \cdot L_2}{R_2 \cdot L_1} = \frac{R_1}{R_2} \cdot \sqrt{\frac{C_1 L_2}{C_2 L_1}} = \frac{R_1}{R_1} \frac{C_1}{C_2} \tag{1}$$

Für diesen Fall gleicher Wellenlänge und gleicher Abstimmschärfe soll untersucht werden, wie sich die Höchstwerte der Feldstärken an den Oberflächen beider Antennen unter der Voraussetzung verhalten, daß die Leistungen $N_1$ und $N_2$ in beiden Antennenkreisen gleich sind.

Sind $V_1$ und $V_2$ die an den Antennenaußenenden auftretenden Höchstwerte der Spannung und bezeichnet $n$ die in beiden Fällen als gleich angenommene sekundliche Funkenzahl, so folgt

$$N_1 = N_2 = n \cdot \tfrac{1}{2} C_1 V_1^2 = n \cdot \tfrac{1}{2} C_2 V_2^2 \tag{2}$$

oder unter Berücksichtigung von Gleichung (1)

$$\frac{V_1}{V_2} = \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} = \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \tag{3}$$

Das Auftreten des zeitlichen Höchstwertes der elektrischen Feldstärke fällt mit dem Zeitpunkt der Höchstspannung zusammen; in diesem Augenblick ist der Betrag der radialen Feldstärke

$$|\mathfrak{E}| = 4\pi \cdot \eta \tag{4}$$

wenn $\eta$ die größte Dichte der — was nach den gebräuchlichen Drahtdicken und den Drahtentfernungen mit großer Annäherung richtig ist — als homogen vorausgesetzten Oberflächenladung bezeichnet. Die Zahl der in Betracht kommenden parallel geschalteten und gleichmäßig geladenen Antennendrähte sei $Z$, der Drahthalbmesser $\varrho$; dann ist die Oberfläche $O$ der Längeneinheit des Antennenaußenendes

$$O = 2\varrho\pi \cdot Z$$

Auf diesem Teile werde die Spannung als örtlich konstant angenommen; bezeichnet man seine Ladung mit $e_O$, so kann man schreiben:

$$e = O \cdot \eta = p \cdot C \cdot V \tag{5}$$

wenn man unter $p$ denjenigen echten Bruch versteht, der das Verhältnis der Teilladung $e_O$ zur Gesamtladung der Antenne angibt; sein Wert ist offenbar je nach der Bauart der Antenne verschieden und hängt wesentlich von ihrer Erstreckung in die Länge ab. Aus Gleichung (5) folgt

$$\left| \eta = p \cdot \frac{C \cdot V}{O} \right|$$

und ferner aus Gleichungen (4) und (2)

$$|\mathfrak{E}| = \frac{4\pi \cdot p}{O} \sqrt{2 \cdot \frac{N}{n} \cdot C} \tag{6}$$

Bildet man für 2 Antennen verschiedener Bauart, etwa für eine Schirmantenne (im nachstehenden die mit „1“ bezeichneten Werte) und für eine niedrige wagerechte Antenne (die mit „2“ bezeichneten Werte) das Verhältnis der Feldstärken für gleiche Antennenleistung, gleiche Wellenlänge, Dekrement und Funkenzahl, so ergibt sich

$$\frac{|\mathfrak{E}_1|}{|\mathfrak{E}_2|} = \frac{p_1}{p_2} \cdot \frac{O_2}{O_1} \cdot \sqrt{\frac{C_1}{C_2}} = \frac{p_1}{p_2} \cdot \frac{O_2}{O_1} \cdot \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \tag{7}$$

Nun ist sicher, daß der Faktor $p$ für die nur in die Länge erstreckte schmale wagerechte Antenne erheblich kleiner ist als für die gedrungen gebaute Schirmantenne und keinesfalls größer als für eine breite wagerechte Antenne gleicher Drahtlänge. Nehmen wir z. B. die Länge der Drähte einer Schirmantenne zu 30 m, die einer wagerechten Antenne zu 250 m und, was bei diesen Abmessungen zulässig ist, die Längeneinheit etwa zu 1 m an, so wird $p_1 \sim \frac{1}{30}$, $p_2 \sim \frac{1}{250}$ und $\frac{p_1}{p_2} \sim 8{,}3$. Allgemein läßt sich schreiben

$$|\mathfrak{E}_2| \ll \frac{O_1}{O_2} \cdot \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} \cdot |\mathfrak{E}_1|$$

Man erkennt aus den Gleichungen (6) und (7), welchen außerordentlichen Einfluß neben dem Dämpfungswiderstande die gestreckte Form der Antenne auf die Herabsetzung des Höchstwertes der Feldstärke und damit unmittelbar auf die Erhöhung der Belastungsfähigkeit der Antenne hat. Weiter ergibt sich, daß sich die Feldstärken unter sonst gleichen Verhältnissen wie die Wurzeln aus den Antennenkapazitäten verhalten; daraus folgt, daß man — gleiche Oberflächen vorausgesetzt — die Belastungsfähigkeit durch Vergrößerung der Antennenkapazität nicht erhöht, sondern herabsetzt.

Nimmt man an, daß bei einer eindrähtigen wagerechten Antenne die statische Kapazität $C_s$ über die ganz Länge $l$ gleichmäßig verteilt ist, so folgt aus Gleichung (5)

$$p = \frac{e_0}{V} \cdot \frac{1}{C} = \frac{C_s}{|l| \cdot C}$$

oder wenn man die Beziehung

$$C = C_s \cdot \frac{\sin \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}}{\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}} \tag{8}$$

einführt, worin $\lambda_0$ die Eigenwelle der Antenne ist,

$$p = \frac{1}{|l|} \cdot \frac{\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}}{\sin \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda}} \tag{9}$$

Unter Berücksichtigung dieses Wertes folgt für eindrähtige wagerechte Antennen — und unter der gleichen Voraussetzung wie für diese auch näherungsweise für breite geknickte Antennen nach Marconi — aus den Gleichungen (6) und (8)

$$|\mathfrak{E}| = \frac{4\pi}{O_g} \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{N}{n} \cdot C_s} \cdot \sqrt{\frac{\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}}{\sin \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda}}} \tag{10}$$

worin $O_g = O \cdot |l|$ die gesamte Oberfläche der freien Antennendrähte bezeichnet.

Die außerordentliche Belastungsfähigkeit schmaler wagerechter Antennen ergibt sich aus folgendem Beispiele:

Vielfache Versuche haben gezeigt, daß die eingangs erwähnte wagerechte Antenne des Telegraphen-Versuchsamts von 270 m Länge und 3 mm Drahtdurchmesser [$\lambda_0 = 1340$ m, $C_s = 19{,}0$ m] bei einer Wellenlänge von 2300 m und 1000 Funken/Sekunde noch mit 3 KW. Schwingungsleistung und mehr belastet werden kann, ohne daß Sprüherscheinungen am Draht auftreten. Legt man der Rechnung den Wert 3 KW. und die gleiche Funkenzahl 1000 zugrunde, so ergibt sich aus Gleichung (10), daß man eine eindrähtige wagerechte Antenne, die folgende Eigenschaften besitzt:

$$l = 900 \text{ m}, \ \lambda_0 = 3800 \text{ m}, \ C_s = 38{,}0 \text{ m}, \ 2\varrho = 8 \text{ mm}$$

beispielsweise bei einer Wellenlänge von $\lambda = 6500$ m mit **100 KW.** Schwingungsleistung würde belasten können.

---

1) Vgl. hierzu Behnken, Phys. Ztschr. XIV, 1913, S. 432.

## Folgerungen.

Für Antennen beliebiger Form, die das gleiche Dämpfungsdekrement, also auch die gleiche Abstimmschärfe, besitzen, gelten folgende Sätze:

1. Die Belastungsfähigkeit der Antenne hängt vorwiegend von der geladenen Drahtoberfläche ab.
2. Die Erhöhung der Kapazität bewirkt eine Herabsetzung der Belastungsfähigkeit der Antenne; bei gleichbleibender geladener Drahtoberfläche ist die Antenne daher trotz kleinerer Kapazität um so aufnahmefähiger, je schmaler sie ist.
3. Der Betrag der Schwingungsleistung ($N$) tritt nur in dem Quotienten $N$ auf. Die maximale Feldstärke an der Drahtoberfläche hängt also nicht von dem Betrage der Antennenleistung an sich ab, sondern von der Energie des einzelnen Funkens; diese können gehäuft werden, ohne daß die Feldstärke steigt.
4. Die Wellenlänge tritt nur in dem Quotienten $\frac{\lambda_0}{\lambda}$ auf; ihr Einfluß auf die am Antennenende auftretende maximale Feldstärke ist nicht wesentlich.
5. Irgend ein Spannungswert kommt in den Ergebnissen nicht vor; in der Rechnung tritt die Spannung nur in Verbindung mit Kapazitätsgrößen auf. Von der Spannung hängt daher die Belastungsfähigkeit einer Antenne nicht ab.

## Zusammenfassung.

Es werden Sendeversuche mit einer wagerechten, im Weichbilde von Berlin in geringer Höhe über den Dächern gezogenen eindrähtigen Antenne beschrieben. Die in der heißen Jahreszeit und bei Tage angestellten Versuche haben ergeben, daß es gelingt, mit einem solchen Luftleiter in einer Entfernung von mehr als 600 km über Land bei Verwendung gewöhnlicher Empfänger regelmäßige Empfangswirkungen zu erzielen, wie sie bei gleichen Senderleistungen bisher nur mit Hilfe erheblich höherer, an Masten oder Türmen aufgehängter Antennen erreichbar waren.

Im Anschluß hieran wird die Belastungsfähigkeit von Antennen

an der Hand von Berechnungen erörtert; es wird an einem Beispiele gezeigt, daß eindrähtige wagerechte Antennen außerordentlich stark belastet werden können.

Berlin-Friedenau, 18. April 1914.

(Eingesandt 25. Juni 1914.)

Adresse des Autors: Berlin-Friedenau, Goßlerstr. 29.

---

# Die kinematische, die physikalische Welle.

Von **Karl Uller.**

Ich gedenke demnächst Abhandlungen zu veröffentlichen, welche die exakten theoretischen Grundlagen elektromagnetischer Wellenausbreitung betreffen.

Das Folgende muß ich dabei vorausschicken, da sich mir herausgestellt hat, daß von gewissen Begriffen verschwommene Vorstellungen im Umlauf sind.

## § 1. Vektorwellen mit elementarer Schwingungsform.

In einem physikalischen Kontinuum breite sich von einem endlichen Quellgebiete eine vektorielle Störung ($\mathfrak{E}$) aus: eine Welle. Diese zeitlich-räumliche Ausbreitung bedingt eine Beziehung zwischen zeitlichen und räumlichen Ableitungen von $\mathfrak{E}$, die wir die Wellengleichung für $\mathfrak{E}$ nennen wollen. Als Beispiel diene die bekannteste: $\ddot{\mathfrak{E}} + b\dot{\mathfrak{E}} + c\nabla^2\mathfrak{E} = 0$, mit $b$ und $c$ als Konstanten. Sofern die Wellengleichung linear und homogen ist, wie in dem Beispiele — und nur solche werden im folgenden durchweg vorausgesetzt — kann $\mathfrak{E}$ immer auf die Form gebracht werden

$$\mathfrak{E} = E e^{i\nu t} \tag{1}$$

(reeller Teil davon), worin $E$ ein von der Zeit $t$ unabhängiger Vektor ist, der wieder einer linearen und homogenen Differentialgleichung zu genügen hat, die man auch als Wellengleichung ansprechen kann; im angezogenen Beispiel hat sie die Form $aE + \nabla^2 E = 0$. Die Konstante $\nu$ können und wollen wir komplex nehmen $= \nu' + i\nu''$, und da die Wellenkonstante $a$ meist komplex ist, so müssen wir auch $E$ als komplexen Vektor $E' + iE''$ einführen.

Die Schwingungsform des Feldes ist natürlich die der Erregung im Quellgebiete. Die positiv zu nehmende Größe $\nu'$ ist die Frequenz

der Erregung, das ist die Anzahl der Schwingungen in $2\pi$-Sekunden. Bei zeitlich ansteigenden Intensitäten der Schwingungen, was z. B. angenähert der Fall ist, wenn die Erregung auf eine Resonanz zuschreitet, ist $\nu'' < 0$; bei permanenten Sinusschwingungen, also bei ungedämpfter Erregung, ist $\nu'' = 0$; bei gedämpften Schwingungen ist $\nu'' > 0$. Erwähnt möge noch werden der Grenzfall $\nu' = 0$. Dann fällt oder steigt das Feld in allen Regionen, sich selbst ähnlich, je nach dem Vorzeichen von $\nu''$. Entspricht die Schwingungsform der Erregung nicht dem Ansatze (1), sondern ist sie eine beliebige gegebene Funktion der Zeit, so können wir sie in bekannter Weise mit (1) nach Fourier aufbauen. Wir bezeichnen daher den Ansatz (1) passend als elementare Schwingungsform der Erregung. Sie ist eine ebene Spirale, die für $\nu'' = 0$ in eine Ellipse übergeht.

Die Homogenität und Linearität der Wellengleichung für $E$ hat zur Folge, daß dieser Vektor stets auf die Form

$$E = \mathfrak{e} \cdot e^{i\Phi} \tag{2}$$

gebracht werden kann. Die Flächen $\Phi' = \text{const}$ und $\Phi'' = \text{const}$ definieren in jedem Feldpunkte zwei Vektoren $-\text{grad}\,\Phi'$ und $-\text{grad}\,\Phi''$. Beide sollen zusammengefaßt das Wellennormalenpaar $\mathfrak{w} = -\text{grad}\,\Phi$ heißen; dasselbe zeigt im allgemeinen eine Spreizung. Der neue komplexe Vektor $\mathfrak{e}$ — er möge Wellenvektor heißen — hat einer gewissen Vektorgleichung zu genügen, die auch $\mathfrak{w}$ enthält.

Jede Individualwelle hat die Form (1). Der allgemeinste Wellenzustand in einem Medium ist eine Übereinanderlagerung von Individualwellen. Die Huyghens'schen Partialwellen sind fiktive Wellen. — Berechnet man die Phase von $\mathfrak{E}$ in einer Welle (2), so findet man, daß die Flächen $\Phi' = \text{const}$ Flächen gleicher Phase sind.

## § 2. Die kinematische Planwelle.

Eine Planwelle definieren wir als eine solche, in der $\mathfrak{e}'$ und $\mathfrak{e}''$ konstante Vektoren sind und die Flächen $\Phi'$ und $\Phi''$ Ebenen. Eine seitlich begrenzte Welle von konstantem Querschnitt, ein Wellenbalken, kann als eine solche gelten, sofern wir von den Abweichungen an der Oberfläche absehen dürfen, aber auch ein Wellenkegel, wenn sein Öffnungswinkel klein ist. Allgemeiner können wir sagen: Jeder hinreichend kleine Bereich in einem nicht stark variierenden $\mathfrak{e}$-Felde ist als Planwelle anzusprechen. In der Umgebung eines Feldpunktes $P_0$ können dann nämlich die Flächen $\Phi'$ und $\Phi''$ — abgesehen von dem

singulären Falle, daß $P_0$ ein Knotenpunkt ist — als Ebenen angesehen werden, und die Vektoren $\mathfrak{e}'$ und $\mathfrak{e}''$ als konstant.

In jedem Planwellenbereich ist also $\Phi = -(\mathfrak{w}\,\mathfrak{r}) = \text{const.}$ Darin bedeutet $\mathfrak{r}$ den von irgend einem festen Punkte nach einem Feldpunkte im Bereiche gezogenen Topographen. Das Wellennormalenpaar $\mathfrak{w}$ ist im Bereiche konstant. Die $\mathfrak{E}$-Welle ist sonach in dem betrachteten Planwellenbereiche bei elementarer Schwingungsform der Erregung durch

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{e} \cdot e^{-\{\nu'' t - (\mathfrak{w}'' \mathfrak{r})\}} \cdot e^{i\{\nu' t - (\mathfrak{w}' \mathfrak{r})\}} \tag{1}$$

dargestellt.

Gleichgültig, ob $\nu''$, $(\mathfrak{w}'\,\mathfrak{r})$, $(\mathfrak{w}''\,\mathfrak{r})$ positiv oder negativ sind, ergibt sich nun folgendes.

$\nu' t - (\mathfrak{w}'\,\mathfrak{r}) = \text{const} = c'$ besagt: Der Phasenwert $c'$ wird mit wachsender Zeit zu wachsenden $(\mathfrak{w}'\,\mathfrak{r})$-Werten getragen mit der kinematischen Geschwindigkeit $\nu' / |\mathfrak{w}'|$. Die Parallelebenen $(\mathfrak{w}'\mathfrak{r}) = \text{const}$ sind also die im Raume festliegenden Isophasenebenen von $\mathfrak{E}$.

$\nu'' t - (\mathfrak{w}''\,\mathfrak{r}) = \text{const} = c''$ besagt in Verbindung mit $c' = \text{const}$: Der Amplitudenfaktorwert $e^{-c''}$ wird mit wachsender Zeit zu wachsenden $(\mathfrak{w}''\,\mathfrak{r})$-Werten getragen mit der Relativgeschwindigkeit $\nu'' / |\mathfrak{w}''|$, relativ zur Phasengeschwindigkeit, weil konstantes $c''$ nur, sofern $c'$ konstant ist, konstante Amplituden liefert. Die Parallelebenen $(\mathfrak{w}''\,\mathfrak{r}) = \text{const}$ sollen die Isodynamenebenen von $\mathfrak{E}$ heißen.

Die Vektoren $\mathfrak{w}'$ und $\mathfrak{w}''$ stehen bezüglich normal zu den genannten Ebenen, sie sind aber nicht die Normalen dieser Ebenen, weder die Einheitsnormalen noch die Abstände der Ebenen von einem festen Punkte; letztere sind $(\mathfrak{w}'\,\mathfrak{r}) / |\mathfrak{w}'| = N'$, bzw. $(\mathfrak{w}''\,\mathfrak{r}) / |\mathfrak{w}''| = N''$. Die genannten Vektoren sind überhaupt keine Strecken, sondern kinematische Vektoren von der Dimension einer reziproken Länge. Da $\operatorname{grad}(\mathfrak{w}\,\mathfrak{r}) = \mathfrak{w}$, bezeichnen wir $\mathfrak{w}'$ als Isophasengradienten und $\mathfrak{w}''$ als Isodynamengradienten. Der Betrag $|\mathfrak{w}'|$ gibt den Zuwachs der Flächenkonstante, wenn man zur benachbarten im Abstande von 1 cm weiter geht. Entsprechendes gilt für $|\mathfrak{w}''|$.

Kurz zusammengefaßt ist also die Deutung von (1): Die Phasen von $\mathfrak{E}$ laufen von Isophasenebene zu Isophasenebene kinematisch in Richtung des Isophasengradienten. Ist die Schwingung der Erregung nicht permanent, also $\nu'' \neq 0$, so findet in der fortlaufenden Stelle auch eine relative Amplitudenbewegung statt; sie verläuft bei gedämpften Schwingungen in Richtung des Isodynamengradienten, bei ansteigenden Schwingungen entgegengesetzt.

Wir wenden uns jetzt den Feldlinien der vektoriellen Planwelle

zu. Diese sind analytisch definiert durch die beiden Differentialgleichungen $\mathfrak{E}_x : \mathfrak{E}_y : \mathfrak{E}_z = dx : dy : dz$, wenn $xyz$ die Koordinaten eines laufenden Kurvenpunktes bezeichnen. Wie man sieht, ist die Form der Feldlinien von dem Faktor $e^{-\{\nu'' t - (\mathfrak{w}'' \mathfrak{r})\}}$ unabhängig. Gegenüber der Integration der Differentialgleichung hat folgendes Verfahren, welches das Wesentliche des Feldlinienbildes erkennen und bestimmen läßt, den Vorzug der Einfachheit und Anschaulichkeit.

Auf einer der parallelen Isophasenebenen $(\mathfrak{w}' \mathfrak{r}) = c$ haben die $\mathfrak{E}$, deren Drehpunkte in dieser Ebene liegen, alle gleiche Phase. Wir warten den Zeitpunkt ab, wann diese $\mathfrak{E}$ die Isophasenebene $c$ passieren.

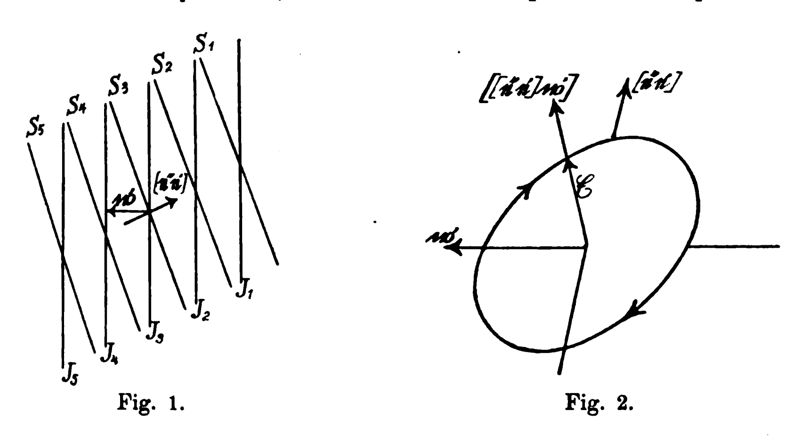



Fig. 1. Fig. 2.

Dann fallen diese $\mathfrak{E}$ zusammen mit den Schnittgeraden, welche ihre Ellipsenebenen mit der Isophasenebene $c$ erzeugen, bilden also eine Schar von Geraden, die einander parallel in der Isophasenebene $c$ liegen und im betrachteten Planwellenbereiche nicht endigen. Wir wollen diese Geradenschar die H a u p t l i n i e n $\mathfrak{E}_h$ nennen; ihre Richtung ist parallel der des konstanten Vektors $[[\mathfrak{e}'' \mathfrak{e}'] \mathfrak{w}']$. Das Auge, in diese Richtung schauend, sieht die Isophasenebenen $(J)$ und Schwingungsebenen $(S)$ als Linien (siehe Fig. 1). Blickt man in die feste Richtung $[\mathfrak{e}'' \mathfrak{e}']$, so sieht man auf die Schwingungsebenen $S$ (siehe Fig. 2, worin $\nu'' = 0$ angenommen ist). Der Vektor $\mathfrak{E}$ ist für den Augenblick gezeichnet, wo er die Isophasenebene $J_3$, die durch seinen Drehpunkt geht, passiert. Zur selben Zeit sind die $\mathfrak{E}$, deren Drehpunkte in der Isophasenebene $J_2$ liegen, schon durch $J_2$ hindurchgetreten, wohingegen die $\mathfrak{E}$, deren Drehpunkte in $J_4$ liegen, $J_4$ erst noch passieren werden. Wir bekommen so das perspektivische Augenblicksbild (Fig. 3), parallel den Isophasenebenen $(J)$ gesehen. Wir denken uns nun eine große Zahl

von Stiftbrettern angefertigt, auf denen die Stiftrichtungen — auf jedem Brette, das eine Isophasenebene darstellt, untereinander parallel gerichtet — der Richtung von $\mathfrak{E}$ in dem betrachteten Zeitpunkt und auf der betreffenden Isophasenebene entsprechen. Legt man diese in sinngemäßer Reihenfolge dicht aneinander, so erhält man eine Schar von ebenen Bögen, die in den untereinander parallelen Schwingungsebenen ($S$) von $\mathfrak{E}$ liegen. Fig. 4 gibt ein schematisches Bild derselben für eine Schwingungsebene, gesehen in Richtung ihrer Normalen, also in Richtung $[\mathfrak{e}''\mathfrak{e}']$. Welche von den gekrümmten Linien im Bilde sich zu Bögen schließen, das hängt von der Größe des Planwellenbereiches ab. Die Schar der Bögen ist unterteilt durch diejenigen Isophasenebenen, die im Augenblicke gerade die Geradenscharen der Hauptlinien enthalten; benachbarte haben den Phasenunterschied $\pi$. Die Bögen wiederholen sich innerhalb dieser Hauptisophasenebenen.

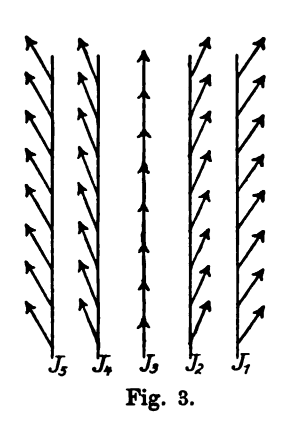
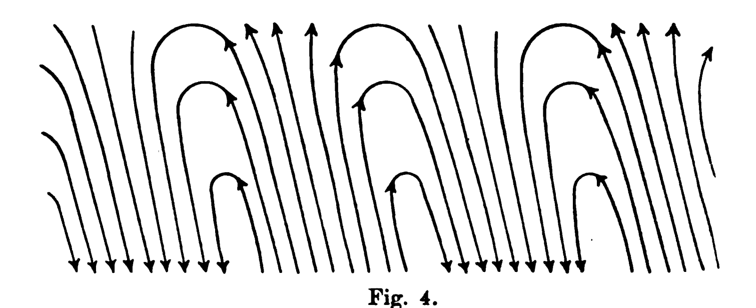


Fig. 3.


Fig. 4.

Rotiert $\mathfrak{E}$ in entgegengesetztem Sinne als angenommen und verschieben sich die Phasen in entgegengesetzter Richtung, so weisen $[\mathfrak{e}''\mathfrak{e}']$ und $\mathfrak{w}'$ in die entgegengesetzte Richtung. Erneuern wir nun unsere Betrachtung, so finden wir, daß die Fig. 3 u. 4 ungeändert bleiben. Anders aber, wenn nur $[\mathfrak{e}''\mathfrak{e}']$ oder nur $\mathfrak{w}'$ eine Richtung hat, die der zuerst angenommenen entgegengesetzt gerichtet ist. Dann erhalten wir die Bilder der Fig. 3 u. 4 auf dem Kopfe stehend. Daraus folgt: Man sieht die Bögen aufrecht stehend allemal nur dann,

wenn man sich in die Richtung von $[[\mathfrak{e}''\mathfrak{e}']\mathfrak{w}']$ stellt und auf die Schwingungsebenen von $\mathfrak{E}$ schaut.

Nur in zwei Fällen, die durch $[[\mathfrak{e}''\mathfrak{e}']\mathfrak{w}'] = 0$ beschrieben sind, entarten die Feldlinienbögen zu parallele Geraden, nämlich wenn die Schwingungsebenen mit den Isophasenebenen zusammenfallen oder $\mathfrak{E}$ geradlinig schwingt im Planwellenbereiche. Im letzteren Falle haben die Geraden zu jeder Zeit ein und dieselbe feste Richtung im ganzen Bereiche, im ersteren Falle haben die Geraden zu derselben Zeit in den verschiedenen Isophasenebenen verschiedene Richtungen. In beiden Fällen stehen die Geraden normal zu $\mathfrak{w}'$.

Es bleibt noch folgendes zu bemerken. Die Darstellung des Wellenzustandes um $P_0$ durch eine Planwelle bringt natürlich öfters kleine Vernachlässigungen mit sich. Ergibt z. B. die Rechnung Geradlinigkeit der Feldlinien, so können in Wirklichkeit doch einige Schleifen existieren, die aber im ganzen Bilde nicht in betracht kommen und unwesentlich sind; man denke an die elektrischen Feldlinien im Fernfelde eines geradlinigen Oszillators.

Es steht nichts im Wege die Geschwindigkeit zu berechnen, mit der ein geometrischer Punkt, der zurzeit $t$ sich auf der Isophasenebene $\Phi' = c$ befindet, in Richtung ihrer Normale $N'$ sich weiterbewegt. Wir erhalten

$$-\frac{\dfrac{\partial \Phi'}{\partial t}}{\dfrac{\partial \Phi'}{\partial N'}} = \frac{\nu'}{|\mathfrak{w}'|} = \omega_{\mathfrak{w}'}$$

Es ist aber wohl zu beachten, daß diese Geschwindigkeit nur eine kinematische Bedeutung hat. Der Isophasengradient $\mathfrak{w}'$ bezeichnet nicht die Richtung, in der sich das physikalische Gebilde Welle fortpflanzt. Dazu gibt (1) nicht den geringsten Anhalt, auch nicht, in welcher Richtung und mit welcher Geschwindigkeit sich die Feldbögenebenen verschieben! Denn der Ansatz (1) ist, wie überhaupt $\mathfrak{E} = \mathfrak{e}\, e^{i\Phi} e^{i\nu t}$, rein kinematischen Inhalts. Die Auswählung der Richtung der Isophasennormale ist eine vom kinematischen Standpunkte aus naheliegende, nichts destoweniger willkürliche Übereinkunft, die den Vorzug der Besonderheit und Einfachheit für sich hat.

## § 3. Die physikalische Planwelle.

Es muß dem kinematischen Begriff: Welle noch ein physikalisches Attribut eingefügt werden, um den physikalischen Begriff Welle zu

bilden. Das aber lautet: Welle ist ein Modus der Energiefortpflanzung. Wo in einem Kontinuum Energie verteilt ist, existiert ein Feld und umgekehrt. Pflanzt sich das Feld fort, so strömt die Energie. Die Verschiebung der Phasenwerte und Feldbögenebenen in Richtung der momentanen Energieströmung macht das aus, was wir als physikalische Wellenfortpflanzung bezeichnen müssen. Dabei kann es sich auch um die Fortpflanzung mehrerer kohärenter Vektorfelder handeln, wie in der Elastik, in der Elektromagnetik z. B. Ohne lokale Energieverteilung und Energieströmung gibt es keinen physikalischen Wellenbegriff.

Unter Wellenlänge im physikalischen Sinne kann dementsprechend nichts anderes verstanden werden als die doppelte Entfernung zweier benachbarter Hauptfeldlinienscharen, gemessen in Richtung der momentanen Energieströmung. (Man stelle sich einen mit Flüssigkeit angefüllten, sehr langen, parallelwandigen Trog vor, in dem durch Bewegung eines schräg zur Achse gehaltenen Brettes eine fortlaufende Welle erregt wird. Die halbe Wellenlänge ist nicht der Normalabstand zweier Wellenberge, sondern der in Richtung der Trogachse gemessene Abstand). Ebenso kann unter Transversalität einer Vektorwelle nichts anderes verstanden werden als die in bezug auf die Richtung der momentanen Energieströmung.

Im allgemeinen werden sonach die Verschiebungen der Feldbögenebenen von Augenblick zu Augenblick verschieden sein, nämlich allemal wenn die Energieströmung turbulent ist. Natürlich läßt sich dann mit den gegebenen Anweisungen praktisch nichts anfangen. Es gibt aber in jeder Welle einen definitiven Energiefortgang, dessen Richtung eben die Richtung der Welle ist. Bei turbulenter Energieströmung gibt dieser die mittlere Verschiebungsrichtung. Wir bezeichnen die Energie, die in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit senkrecht zu ihrer Strömung fließt, mit $\mathfrak{R}$; den über hinreichend große Zeiten genommenen Mittelwert dieses Vektors, der den definitiven Energiefortgang nach Größe und Richtung in dem gedachten Zeitraum bestimmt, mit $\overline{\mathfrak{R}}$. Nunmehr ergibt sich die Verschiebungsgeschwindigkeit $\omega$ der Hauptlinienscharen oder, was auf dasselbe hinauskommt die der Isophasenwerte in Richtung von $\overline{\mathfrak{R}}$ für Planwellen aus der Beziehung

$$\omega \left| \cos (\overline{\mathfrak{R}}; \mathfrak{w}') \right| = \omega_{\mathfrak{w}'} = \frac{v'}{|\mathfrak{w}'|}$$

Demnach ist die Wellenlänge

$$\lambda = \frac{2\pi}{\nu'}\omega = 2\pi \frac{|\overline{\mathfrak{N}}|}{|(\overline{\mathfrak{N}}\,\mathfrak{w}')|} \tag{1}$$

Speziell bei elektromagnetischen Planwellen fällt, wie ich später zeigen werde, im allgemeinen die Isophasennormale nicht mit der Strahlungsrichtung zusammen. Bisher hat man stets bei Berechnung der Wellenlänge einfach für $\omega$ „die Lichtgeschwindigkeit in dem betreffenden Medium“ eingesetzt, wobei offenbar zu ergänzen war: eines freien, ursprünglichen Strahles. Es stellte sich mir aber heraus, daß im allgemeinen und meist Strahlen wesentlich verwickelterer Struktur bestehen, derart, daß die Strahlgeschwindigkeit $\omega$ zwischen Null und Unendlich bei derselben Frequenz liegen kann.

Weiter ergibt sich: Unsere $\mathfrak{E}$-Welle ist transversal, wenn

$$(\mathfrak{e}\,\overline{\mathfrak{N}}) = 0 \tag{2}$$

ist.

Überlagern sich mehrere Wellen, so ist natürlich die resultierende Energieströmung die Fortpflanzungsrichtung des Wellenzustandes. Der Idealfall streng stehender Wellen erledigt sich als Grenzfall ohne die vorliegenden Überlegungen. Dann gibt es Flächen, durch die zu keiner Zeit Energie strömt. Der Abstand zweier benachbarter Flächen gibt die halbe Wellenlänge.

(Eingesandt 10. Mai 1914.)

Adresse des Autors: Gießen, Physikal. Institut.

# Die Erregung eines Schwingungskreises mit Hilfe des Wehneltunterbrechers.

Von **Paul Ludewig.**

I. Der Wehneltunterbrecher, der eine Zeit lang in der Röntgentechnik eine große Rolle gespielt hat, nach den großen Fortschritten der mechanischen Unterbrecher aber in der letzten Zeit etwas mehr in den Hintergrund getreten ist, scheint jetzt in der Hochfrequenztechnik zu neuem Leben erwachen zu sollen. Die Versuche, die G. A. Nilsson[1]) kürzlich in dieser Zeitschrift mitgeteilt hat, zeigen, daß es möglich ist, in einem parallel zum Wehneltunterbrecher liegenden Schwingungskreis elektrische Schwingungen zu erzeugen. Da Nilsson die Versuche

1) Nilsson, Jahrb. **9**, 127, 1914.



ohne Erklärungen mitteilt, soll im folgenden versucht werden, sie mit den Ergebnissen der Arbeiten von A. Wehnelt[1]), H. Th. Simon[2]) und P. Ludewig[3]) über den physikalischen Vorgang im Wehneltunterbrecher in Einklang zu bringen.

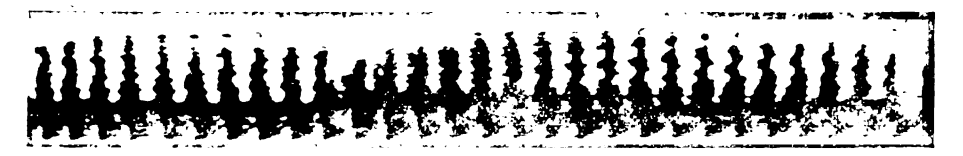
Wir wollen die Ergebnisse dieser Arbeiten, soweit sie für die folgenden Ausführungen von Interesse sind, kurz zusammenfassen und zunächst annehmen daß ein Induktor in den Unterbrecherkreis nicht eingeschaltet ist, wollen also die Rückwirkung der Sekundärspule des Induktors auf den Primärstrom ausschalten; wir wollen ferner annehmen, daß kein Kondensator oder gar ein Schwingungskreis parallel zum Unterbrecher liegt, daß also der Unterbrecher einfach unter Zwischenschaltung einer Selbstinduktionsspule an eine Gleichspannung von zureichender Größe gelegt ist. Dann spielt sich der Unterbrechungsvorgang, falls die aktive Elektrode Anode ist, folgendermaßen ab.

Nach dem Stromschluß steigt der Strom nach einem Exponentialgesetz an, und zwar mit einer Schnelligkeit, die von dem Verhältnis von Selbstinduktion zu Widerstand abhängig ist. Während des Stromanstieges wird an dem Stift Sauerstoff abgeschieden, der sich in unregelmäßigen Blasen ansetzt, doch so, daß zunächst noch einzelne Teile des Stiftes mit der Flüssigkeit in Berührung sind. Diese stromleitenden, direkt am Stift liegenden Flüssigkeitsteile werden durch das weitere Wachsen der Sauerstoffblasen auf immer kleineren Querschnitt zusammengedrängt. Dadurch wächst der Übergangswiderstand immer mehr, bis plötzlich die dabei gebildete Joulesche Wärme so groß wird, daß an der nun noch übrigbleibenden Berührungsstelle die Flüssigkeit explosionsartig verdampft. Der Wasserdampf bildet einen Augenblick zusammen mit der während des Stromanstieges gebildeten Sauerstoffmenge eine einzige Gasblase, die den Strom vollkommen unterbricht. Infolge der Unterbrechung wird in der Selbstinduktion eine hohe Spannung induziert, die an den Klemmen des Unterbrechers liegt und so groß ist, daß die Gasblase, die zum Teil aus explosibelen Gasgemisch besteht, zur Explosion gebracht wird. Dann setzt der neue Stromanstieg ein.

II. In Fig. 1 ist eine kinematographische Aufnahme des Vorganges an der aktiven Elektrode wiedergegeben. Die Aufnahme ist

1) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. 68, 233, 1899.
2) H. Th. Simon, Ann. d. Phys. 68, 272, 1899.
3) P. Ludewig, Ann. d. Phys. 25. 467, 1908 u. 28, 175, 1909.

ein Negativ. Der Stift ragt von oben in das Gesichtsfeld hinein; er und die ihn umhüllenden Gasteile sind weiß auf dunklem Grund sichtbar. Es fanden 18 Unterbrechungen in der Sekunde statt, von denen etwa $1^1/_2$ im Bild festgehalten sind. Man sieht deutlich, wie unregelmäßig sich die Sauerstoffblasen ansetzen, wie sie sich zum Teil infolge ihres Auftriebes während des weiteren Stromanstieges am Stift in die Höhe ziehen und wie dann im Moment der Unterbrechung ein Teil der Gasblasen explosionsartig fortgeschleudert wird, während der nicht explodierte Rest in die Höhe steigt.



⟶ Fig. 1. Die Zeit läuft bei allen Figuren im Sinne des Pfeiles.

Die oben gegebene Erklärung von der Wirkungsweise des Wehneltunterbrechers steht in vollem Einklang mit der experimentell gefundenen Tatsache, daß der Unterbrecher nur arbeitet, wenn sich im Stromkreis eine Selbstinduktionsspule befindet. Denn nur dann ist der Unterbrechungsfunken stark genug, die Blase zur Explosion zu bringen.

Sie steht auch nicht in Widerspruch zu der weiteren Tatsache, daß der Unterbrechungsvorgang schwer zu erhalten und, falls er überhaupt einsetzt, sehr unregelmäßig ist und zur schnellen Vernichtung des Platinstiftes führt, wenn die Platinelektrode des Wehneltunterbrechers zur Kathode gemacht wird. In diesem Fall geht nämlich zwischen der Flüssigkeit und dem Stift ein Strom über, der Lichtbogencharakter hat. Daß bei normaler Schaltung dieser Lichtbogen nicht auftritt und nur ein kurzer Funken einsetzt, hat darin seinen Grund, daß ein Lichtbogen zwischen einer Flüssigkeit als Anode und einer Metallelektrode als Kathode wohl möglich ist, nicht aber bei umgekehrter Stromrichtung.

Die Fig. 2 zeigt, daß bei normaler Schaltung der Unterbrechungsvorgang sehr regelmäßig ist. Sie enthält eine Reihe von Oszillogrammen, bei deren Aufnahme die Stiftlänge je um ein Stück vergrößert ist.

III. Der Vorgang im Wehneltunterbrecher braucht sich aber nicht unter allen Umständen in dieser einfachen Weise abzuspielen. Es

können Abweichungen sowohl beim Stromanstieg, als auch in der Zeit zwischen dem Ende des einen und dem Beginn des nächsten Stromanstieges auftreten.

Zunächst der Kurvenverlauf beim Stromanstieg. Im praktischen Betriebe, d. h. wenn statt der Selbstinduktionsspule ein Induktor eingeschaltet ist, oder wenn gar mit diesem Induktor eine Funkenstrecke oder eine Röntgenröhre betrieben oder ein Schwingungskreis aufgeladen wird, erhält man niemals den einfachen Exponentialanstieg. Die Sekundärspule des Induktors wirkt in allen diesen Fällen infolge ihrer extrem engen Koppelung auf den Primärkreis zurück und

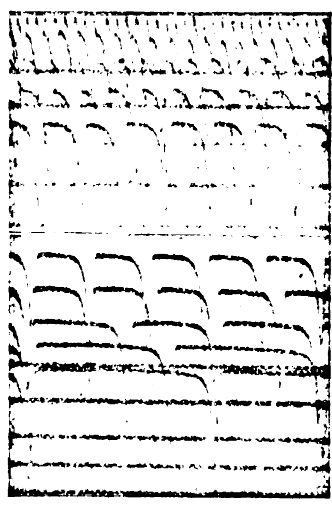
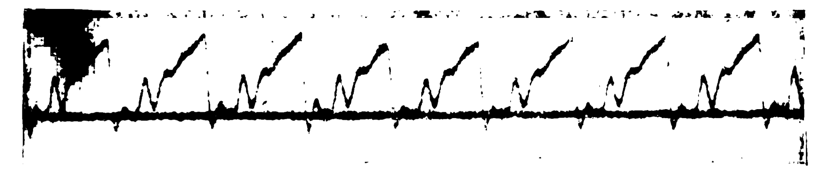


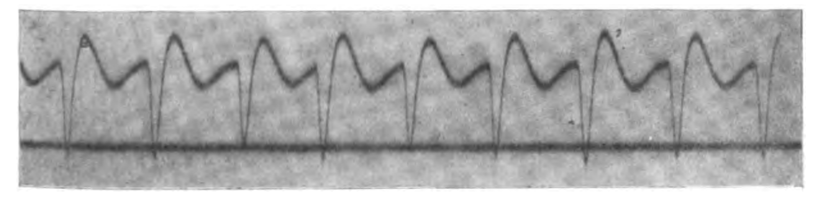
Fig. 2. ⟵

deformiert die Kurve zum Teil außerordentlich. Es können sich so die kompliziertesten Kurvenformen ergeben. Das Oszillogramm der Fig. 3 wurde erhalten, als mit dem Wehneltunterbrecher ein Induktor betrieben wurde, dessen Sekundärspule offen war und eine so große Eigenkapazität besaß, daß die Schwingungen, die bei der Stromunterbrechung und dem Stromschluß in der Sekundärspule induziert wurden, eine beträchtliche Schwingungsdauer und grosse Amplitude besaßen. Bei der Rückwirkung auf die Primärspule überlagern sie sich in überraschend deutlicher Weise über den Primärstrom. Legt man an die Sekundärpole des Induktors einen Kondensator (Leydener Flasche) so wird die Schwingung der Sekundärspule noch langsamer und ihre Ampli-

tude noch größer. Infolgedessen tritt in der Kurve des Wehneltunterbrechers der bemerkenswerte Fall ein, daß der Strom anfänglich einen höheren Wert hat, als im Augenblick der Unterbrechung (Fig. 4). Das ist nach der oben gegebenen Schilderung des Unterbrechervorganges wohl möglich. Die Sauerstoffblasen sind im Moment der größten Stromamplitude noch nicht so groß, und die Stromeinschnürung ist noch nicht so klein geworden, daß der Strom die plötzliche Verdampfung hervorbringen kann. Dagegen ist im Augenblick der tatsächlichen Unterbrechung der Stift so weit mit Blasen bedeckt, daß jetzt auch ein viel schwächerer Strom den kleinen, noch in Berührung mit dem



⟶ Fig. 3.



⟶ Fig. 4.

Stift gebliebenen Flüssigkeitsrest zu verdampfen imstande ist. Auch beim Betrieb einer Röntgenröhre erhält man ähnliche, wenn auch der kleinen Kapazität der Röntgenröhre entsprechend, schnellere Schwingungen (Fig. 5).

Es hängt demnach ganz von den Versuchsbedingungen ab, an welcher Stelle der Stromkurve die Unterbrechung einsetzt. Bei einer bestimmten Schaltungsanordnung findet die Unterbrechung aber auch bei komplizierten Kurvenformen sehr regelmäßig immer an derselben Stelle statt.

IV. Es fragt sich nun, wie haben wir uns den Vorgang bei der Stromunterbrechung im einzelnen zu denken. Einigen Aufschluß darüber gibt das Oszillogramm der Fig. 6 mit dem Strom- und dem Spannungsverlauf, wie er sich unter normalen Verhältnissen ab-

spielt. Während des langandauernden Stromanstieges ist die Spannung am Unterbrecher fast konstant, sie steigt infolge der Stromzunahme und der Vergrößerung des Übergangswiderstandes an der Einschnürungsstelle langsam an, schnellt dann im Augenblick der Stromunterbrechung auf einen hohen Wert, der 500—1000 Volt betragen kann. Fast ebenso schnell fällt sie wieder auf ihren früheren Wert herab.

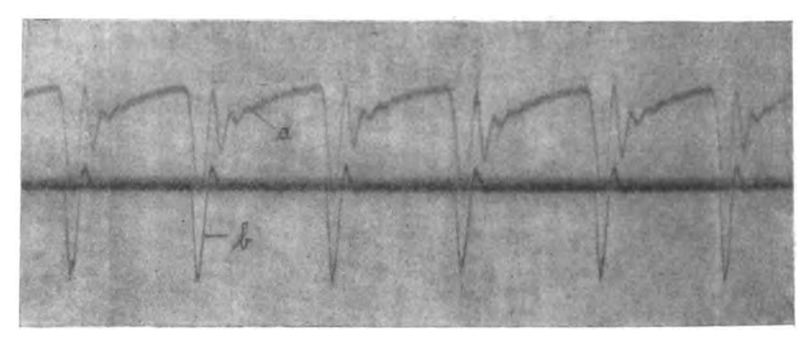



Fig. 5. $a$ = Strom im Wehneltunterbrecher. $b$ = Strom in der Röntgenröhre.

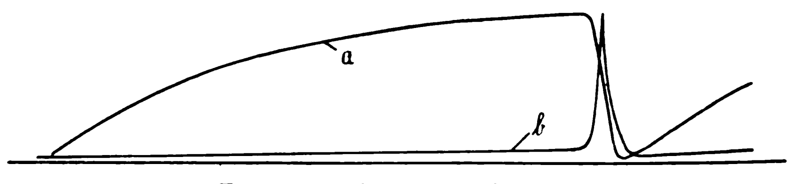



Fig. 6. $a$ = Strom. $b$ = Spannung.

Die Aufeinanderfolge der einzelnen Vorgänge bei der Unterbrechung, die für das folgende wichtig ist, haben wir uns demnach folgendermaßen zu denken:

1. Infolge der Verdampfung der noch in Berührung mit dem Stift stehenden Flüssigkeitsteile, wird der Strom unterbrochen.
2. Infolgedessen steigt die Spannung zwischen Stift und Flüssigkeit auf einen hohen Wert.
3. Die Spannung erreicht solche Werte, daß die zwischen Stift und Flüssigkeit liegende Gasschicht in einem Funken durchschlagen wird.
4. Es erfolgt eine Zertrümmerung des aus Wasserdampf und Sauerstoff bestehenden Gasgemisches.
5. Die Flüssigkeit kommt wieder in Berührung mit dem Stift.

So wird sich der Vorgang abspielen, wenn die aktive Elektrode positiv ist. Daß die Lichterscheinung nur kurze Zeit andauert, zeigt die Fig. 7. Sie enthält die oszillographisch aufgenommene Strom- und Spannungskurve. Zugleich ist auf das photographische Negativpapier mit einer Linse der Funken an der aktiven Elektrode projiziert.

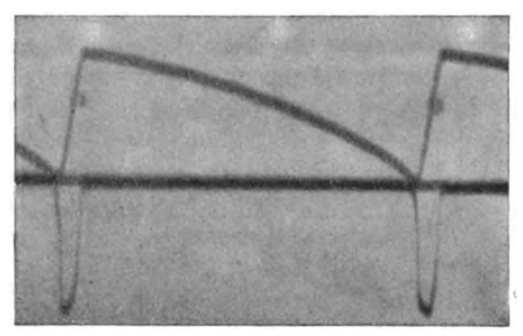


Fig. 7. ←——

Bei umgekehrter Stromrichtung, wenn also die aktive Elektrode negativ ist, spielt sich der Vorgang wesentlich anders ab (siehe die Vergleichsaufnahme der Fig. 8). Der Spannungsverlauf ist

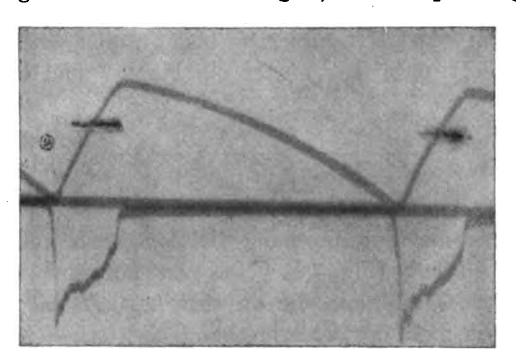


Fig. 8. ←——

ein ganz anderer. Es wird nicht plötzlich der große Wert erreicht, sondern in einem langsamen, vielzackigen Anstieg. Während dieser Zeit dauert eine sehr helle Lichterscheinung an der aktiven Elektrode an. Wie schon oben erwähnt, haben wir uns in diesem Zeitabschnitt einen Lichtbogen zwischen der Platinelektrode und der Flüssigkeitsoberfläche zu denken.

V. Was tritt nun ein, wenn wir den Unterbrechungsvorgang noch weiter dadurch komplizieren, daß wir nach Fig. 9 parallel zum Wehneltunterbrecher einen Kondensator einschalten? Dieser Fall ist von C. Déguisne und P. Ludewig[1]) eingehend untersucht. In der Schaltung bedeutet $E$ die Gleichstrombatterie und $L$ die zum Betriebe des Unterbrechers nötige Vorschaltselbstinduktion; parallel zum Unterbrecher liegt der Kondensator $C$, und in den Hauptstromkreis, den

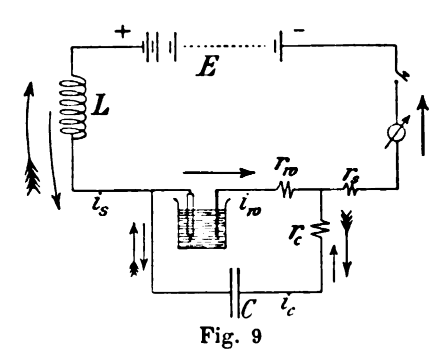
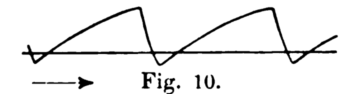


Fig. 9

Kondensatorkreis und unmittelbar vor dem Unterbrecher sind die induktionsfreien Widerstände $r_s$, $r_c$ und $r_w$ eingeschaltet, zu denen je eine Spannungsschleife des Oszillographen parallel gelegt werden kann. Die Kurvenform des Hauptstromes bleibt unter diesen Versuchsbedingungen nicht mehr so, wie es die Figg. 2 und 6 zeigen. Der


Fig. 10.

Strom fällt nach der Unterbrechung viel langsamer und geht unter die Nullinie herab (Fig. 10). Das ist auf eine sehr langsame Schwingung zurückzuführen, die in dem aus $L$ und $C$ gebildeten Schwingungskreis nach der Unterbrechung einsetzt.

Besonderes Interesse verdient aber der Kurvenverlauf, der sich im Unterbrecher selbst und im Kondensator abspielt. Fig. 11 ist eins der von Déguisne und Ludewig mitgeteilten Oszillogramme. Es enthält oben den Strom $i_w$ im Wehneltunterbrecher und unten den Strom $i_c$ im Kondensator. Die Verfasser beschreiben den Vorgang, der sich bei jeder Unterbrechung abspielt, folgendermaßen:

1) C. Déguisne und P. Ludewig, Phys. Ztschr. **11**, 337, 1910.

„Der Strom im Haupt- und Unterbrecherkreis steigt langsam nach dem Exponentialgesetz in der Richtung des unbefiederten Pfeiles der Fig. 9 an, bis der Stift vollkommen mit Blasen bedeckt ist. In diesem Augenblick erfolgt die Unterbrechung des Stromes im Wehneltunterbrecher und die am Kondensator liegende Spannung lädt diesen auf: erster Abfall von $i_w$ und erste Zacke von $i_c$."

„Die so aufgeladene Kapazität sucht sich nun in Richtung des befiederten Pfeiles zu entladen, und zwar geschieht dies, wie die Oszillogramme zeigen, zum Teil durch den Wehneltunterbrecher in einem Sinne, der, wie aus der Fig. 9 hervorgeht und wie es auch die Oszillogramme bestätigen, dem bisher durch den Wehneltunterbrecher fließenden Strom gleichgerichtet ist. Während dieses Vorganges haben wir uns im Wehneltunterbrecher zwischen Platinstift und Flüssigkeit ein unregelmäßiges Funkenspiel zu denken, das die vielen Zacken in den entsprechenden Kurven verursacht."

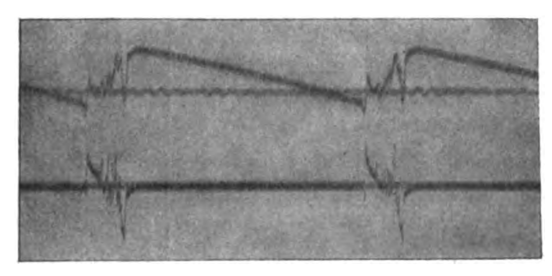


Fig. 11. ←——

„Zu gleicher Zeit hat neben diesem Vorgang in dem Schwingungskreis, der aus der Kapazität $C$ und der Selbstinduktion $L$ besteht, eine langsame Schwingung eingesetzt, deren zeitlicher Verlauf in dem abfallenden Ast des Hauptstromes zum Ausdruck kommt. —"

„Im Augenblick, wo der Hauptstrom durch Null hindurchgeht, ist die Kapazität voll geladen und hat also die Spannung der Batterie. Bei ihrer Entladung, die im Sinne des befiederten Pfeiles erfolgt und im Oszillogramm des Hauptstromes dem ersten negativen Kurvenstück bis zu dem scharfen Stück entspricht, kommt auch durch den Wehneltunterbrecher ein im Sinne des unbefiederten Pfeiles laufender Stromstoß zustande (letzte Zacke von $i_w$) bis das störende Funkenspiel aufhört und wieder dauernder Kontakt im Wehneltunterbrecher eintritt. — Die Kapazität, die jetzt plötzlich kurz geschlossen ist, entlädt sich vollends in einem kurzen Stromstoß, der in der $i_c$-Kurve durch eine

scharfe Spitze nach oben markiert ist und im Wehneltunterbrecher tritt die Stromrichtung des Hauptstromes ein, der erst noch negativ ist und dann allmählich zu positiven Werten ansteigt. Damit ist der Ausgangszustand wieder erreicht und der Vorgang wiederholt sich."

Wurde unmittelbar vor dem Unterbrecher noch eine Selbstinduktionsspule eingeschaltet, so entludt sich der Kondensator nicht in einem unregelmäßigen Funkenspiel, sondern in einer regelmäßigen, gedämpften Schwingung.

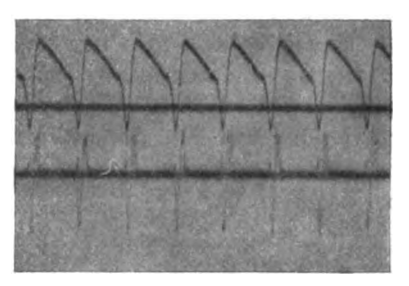


Fig. 12. ←

Bei der Aufnahme Fig. 11 war der Kondensator relativ groß.

Tabelle.

| | $E$ | $L$ | $C$ |
|---|---|---|---|
| Fig. 11 | 72 Volt | ca. 0,3 Henry | 10 Mikrofarad |
| Fig. 12 | 72 „ | „ 0,04 „ | 1,2 „ |

Für das Folgende von Wichtigkeit ist der Kurvenverlauf bei kleiner Kapazität, wie ihn Fig. 12 zeigt. Hier weicht der Wehneltunterbrecherstrom kaum von dem normalen Kurvenverlauf ab. Auch hier finden noch Schwingungen im Kondensator statt. (Der Ordinatenmaßstab ist erheblich vergrößert.)

VI. Bei dem allgemeinen Streben, immer neue Mittel zur Erregung von elektrischen Schwingungskreisen zu finden, lag es nahe, auch den Wehneltunterbrecher der Hochfrequenztechnik dienstbar zu machen. Zuerst ist dies von Arndt[1]) versucht. Er schaltet parallel zum Induktor einen Schwingungskreis, findet aber sehr unregelmäßige Schwingungen und erhält erst dann brauchbare Resultate, wenn er die Drahtelektrode aus der Flüssigkeit herausnimmt, sie der Flüssig-

1) S. Arndt, Dissertation, Leipzig 1911.

keitsoberfläche in geringem Abstand gegenüberstellt und sie zur Kathode macht. „Die Erscheinung, die jetzt auftrat, hatte eine große Ähnlichkeit mit dem Wehnelt-Phänomen, stellte sich aber bei genauer Betrachtung als eine Auflösung des Lichtbogens in eine Unzahl kleiner zischender Fünkchen heraus." Bei bestimmter Entfernung zwischen Platinspitze und Flüssigkeitsoberfläche und bei einer bestimmten Glühbeschaffenheit der Platinkathode erhielt er in einem parallel geschalteten Schwingungskreis Schwingungen, mit denen er Stoßerregung erreicht haben will. Wie dem auch sei: Die von Arndt beschriebenen Versuche beschäftigen sich mit einer besonderen Schaltung eines unsymmetrischen Lichtbogens und der Fähigkeit dieser Anordnung, elektrische Schwingungen zu erregen und haben nichts mit dem Wehneltunterbrecher zu tun.

Anders die eingangs erwähnten Versuche von Nilsson. Hier handelt es sich tatsächlich um das eigentliche Wehnelt-Phänomen. Nilsson findet folgendes:

a) Befindet sich in dem parallel zum Wehneltunterbrecher liegenden Schwingungskreise eine konstante Selbstinduktion und eine konstante Kapazität und variiert man die Stiftlänge des Wehneltunterbrechers, so ist der im Schwingungskreis fließende, mit einem Hitzdrahtinstrument gemessene Strom bei einer bestimmten Stiftlänge ein Maximum, während zugleich der mit einem Gleichstromamperemeter gemessene Strom in den Zuleitungen zum Wehneltunterbrecher ein (nur schwach angedeutetes) Minimum besitzt.

b) Läßt man alle anderen Schaltungselemente konstant und ändert man nur die Größe des Kondensators in dem zum Wehneltunterbrecher parallel liegenden Schwingungskreis, so nimmt mit kleiner werdendem Kondensator die Spannung am Kondensator zu. Im gleichen Sinne wirkt eine Vergrößerung der Selbstinduktion.

c) Nimmt man mit einem Resonanzkreis in üblicher Weise die Resonanzkurve des vom Wehneltunterbrecher erregten Schwingungskreises auf, so hängt die Form der Resonanzkurve von dem Verhältnis von Kapazität zu Selbstinduktion $\frac{C}{L}$ ab. Bei kleinem Verhältnis von $\frac{C}{L}$ erhält man Schwingungen, deren Dämpfung nur um weniges größer ist als die Eigendämpfung des Kreises (ohne den Wehneltunterbrecher).

d) Nimmt $\frac{C}{L}$ zu, so wird die Dämpfung des Kreises größer.

e) Ist das Verhältnis von $\frac{C}{L}$ sehr groß und koppelt man mit dem parallel zum Wehnelt liegenden Schwingungskreis einen zweiten, so ist es möglich, diesen durch Stoßerregung in Schwingungen zu versetzen.

VII. Zur Erklärung der Tatsache, daß bei einer bestimmten Stiftlänge der Stromeffekt im Hochfrequenzkreis am größten ist, ist zu berücksichtigen, daß die Stiftlänge auf die Unterbrechungszahl des Wehneltunterbrechers einen sehr großen Einfluß hat. Mit kürzer werdendem Stift nimmt die Unterbrechungszahl schnell zu. Falls man annimmt, daß nach jeder Unterbrechung im Schwingungskreis immer dieselbe Hochfrequenzschwingung einsetzt, so würde mit abnehmender Stiftlänge der Hochfrequenzstrom immer größer werden, da ja die sekundliche Anzahl von Schwingungskomplexen wächst. Andererseits bleibt die Amplitude der Schwingung nicht bei allen Unterbrechungszahlen dieselbe. Ihre Größe ist eine Funktion der Spannung, bis zu welcher der Kondensator bei jeder Unterbrechung aufgeladen wird, und die Spannung hängt wieder davon ab, bis zu welcher maximalen Stromstärke der primäre Strom angestiegen ist, wenn die Unterbrechung erfolgt. Nun zeigt aber die Fig. 2, daß mit kleiner werdendem Stift die Stromamplitude des Wehneltunterbrecherstromes abnimmt. Entsprechend wird auch die bei der Unterbrechung induzierte Spannung und daher auch der Stromeffekt eines Schwingungskomplexes kleiner werden. Die beiden Einflüsse haben eine entgegengesetzte Wirkung, so daß ein Maximum bei einer bestimmten Stiftlänge wohl möglich ist. Allerdings ergibt sich zu gleicher Zeit daraus, daß dies Maximum bei allen Schaltungen nicht immer bei ein und derselben Stiftlänge zu erwarten ist; es hängt vielmehr nicht nur von der Stiftlänge, sondern auch von den anderen Elementen des Schließungskreises ab, so daß man wahrscheinlich bei anderer Spannung, anderer Selbstinduktion und anderem Vorschaltwiderstand eine andere günstigste Stiftlänge finden wird.

VIII. Wie haben wir uns nun auf Grund der oben gegebenen Vorstellung von der Wirkungsweise des Wehneltunterbrechers die Möglichkeit der Erregung von Schwingungskreisen zu erklären? Sehr wichtig ist für die Beantwortung dieser einen die andere Frage: Was geschieht an der aktiven Elektrode zwischen dem Einsetzen des Funkens und dem Wiederbeginn des neuen Stromanstieges. Denn in dieser kurzen Zeit muß sich der Schwingungsverlauf

abspielen. Wenn es möglich ist, wirklich Stoßerregung zu erzielen, so muß sich im angestoßenen Kreis der Schwingungsverlauf schon bis zum Ende abgespielt haben, ehe der neue Stromanstieg im Wehneltunterbrecher beginnt. Denn das Wesen der Stoßerregung setzt voraus, daß der Stoßkreis nach der Entladung schnell geöffnet wird und offen bleibt, solange die Schwingung im Sekundärkreis andauert. Würde der Stromanstieg im Wehneltunterbrecher schon früher beginnen, so wäre der Primärkreis wieder geschlossen und wir hätten den Fall zweier gekoppelter Schwingungskreise. Wir müßten dann in der Resonanzkurve zwei Maxima finden, was nach den Versuchen von Nilsson nicht der Fall ist. Wenn also wirklich Stoßerregung vorhanden ist, so muß nach dem Durchschlagen der Gasblase durch den Funken die elektrische Verbindung zwischen Platinelektrode und Flüssigkeit nochmals gelöst werden. Das wäre möglich, wenn infolge der eintretenden Explosion eine gewaltsame, wenn auch nur sehr kurz dauernde Trennung herbeigeführt würde. In dieser Zeit müßte dann der Sekundärkreis ausschwingen.

Aber auch der Funken müßte in diesem Fall noch die Eigenschaft der Löschwirkung haben.

IX. Andererseits haben wir es bei kleiner Kapazität, bei deren Einschaltung Nilsson eine einwandfreie Resonanzkurve der Schwingung in dem parallel zum Wehneltunterbrecher liegenden Schwingungskreis aufnehmen konnte, mit einer Schwingungserregung zu tun, die vollkommen der gewöhnlichen Knallfunkenerregung entspricht. Die hohe Spannung, die zur Aufladung des Kondensators nötig ist und bei der alten Methode von der Sekundärspule des Induktors geliefert wird, wird in der neuen Schaltungsart von der Selbstinduktionsspule hervorgerufen, während die Funkenstrecke als Elektroden die Platinelektrode auf der einen und die Flüssigkeit auf der anderen Seite hat, zwischen denen sich als Nichtleiter eine Gasblase befindet. Die neue Schaltung ist danach eine theoretisch recht interessante Modifikation der ältesten Form der Schwingungserregung. Für unsere Annahme spricht auch, daß unter diesen Bedingungen die Dämpfung der erregten Schwingung ungefähr ebenso groß gemessen wurde, wie bei gewöhnlicher Erregung ohne Wehneltunterbrecher und die andere Tatsache, von der man sich durch einen einfachen Versuch sofort überzeugen kann, daß nämlich das Aussehen der Leuchterscheinung an der aktiven Elektrode dasselbe ist, ob der Schwingungskreis parallel liegt oder nicht. Und auch die

sekundliche Unterbrechungszahl wird nicht geändert. So deutet alles darauf hin, daß der eigentliche Unterbrechungsvorgang, wie er eingangs geschildert ist, so gut wie gar nicht durch den parallel liegenden Schwingungskreis — immer unter der Annahme kleiner Kapazität — gestört wird.

Läßt man hingegen die Kapazität über ca. 10000 cm wachsen, so sieht man, daß die Leuchterscheinung an der aktiven Elektrode heller wird und daß sich auch die Unterbrechungszahl ändert. Man nähert sich dann dem Fall, der unter V. ausführlich behandelt ist.

Dabei kann es aber nach den Versuchen von Nilsson noch nicht als erwiesen gelten, daß man es wirklich mit einer Stoßerregung zu tun hat. Den Nachweis dafür müßten noch ausführlichere Versuche erbringen.

Die Regelmäßigkeit der Resonanzkurven, die Nilsson bei kleiner Kapazität erhalten hat, ist erstaunlich. Wenn man nämlich noch einen Blick auf die kinematographische Aufnahme der Fig. 1 wirft, so ist ohne weiteres klar, daß bei den einzelnen Unterbrechungen die Länge der vom Funken durchschlagenen Gasstrecke recht inkonstant sein muß, so daß wahrscheinlich die einzelnen Schwingungskomplexe in Amplitude und Form wenig übereinstimmen. Diese Überlegung läßt die Aussicht auf eine praktische Ausnutzung der neuen Schaltung nicht gerade aussichtsvoll erscheinen.

Andererseits drängt sich die Frage auf, ob es nicht möglich ist, bei umgekehrter Stromrichtung, wenn also der Platinstift Kathode ist, günstigere Bedingungen für die Erregung von Schwingungskreisen zu erhalten. Wir haben es dann mit einer besonderen Art einer Lichtbogenerregung zu tun. Der Lichtbogen dauert (siehe Fig. 7 und 8) bedeutend länger als der Funken, so daß eine größere Schwingungsenergie verfügbar sein müßte. Der Wehneltunterbrecher würde dann automatisch die ungedämpften Lichtbogenschwingungen in einzelne Schwingungszüge zerhacken.

Allerdings sind auch bei dieser Schaltung die Pausen, die zwischen den einzelnen Schwingungszügen liegen, recht groß. Die lange Zeit des Stromanstieges geht für die Hochfrequenzausbeute verloren. Das ist ein zweiter Grund für die Annahme, daß die Schwingungserregung mit Hilfe des Wehneltunterbrechers voraussichtlich nur geringe praktische Bedeutung gewinnen wird.

Die vorstehenden Ausführungen mußten leider ohne neue Hochfrequenzversuche mitgeteilt werden. Seit Beginn des Krieges stehen

die Apparate für drahtlose Telegraphie dem unterzeichneten Institut nicht mehr zur Verfügung, so daß es nicht möglich war, die theoretischen Ergebnisse einer experimentellen Nachprüfung zu unterziehen.

Physikalisches Laboratorium der Kgl. Sächs. Bergakademie zu Freiberg i. Sa.

(Eingesandt 15. Januar 1915.)

Adresse des Autors: Freiberg i. Sa., Albertstr. 22.

---

# Referate.

---

**H. Kröncke, G. Leimbach** und **E. Mayer**: Über eine neue Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen mittels Löschkondensator. (Phys. Ztschr. 15. Jahrg., 1914, S. 733 bis 737.)

In der vorliegenden Arbeit sind die Bedingungen der Erregungsmöglichkeit schwach gedämpfter Schwingungen auf einer Marconiantenne untersucht, die von Leimbach[1]) bei Versuchen mit Hertzschen Wellen beobachtet war und die neuerdings zur Konstruktion einer Demonstrationsapparatur, die sehr geringe experimentelle Mittel erfordert, geführt hat[2]).

Die Anordnung besteht darin, daß statt der gewöhnlichen Funkenstrecke in die Marconiantenne eine Löschfunkenstrecke geschaltet wird, die man mit hoher Eigenkapazität ausstattet oder der man eine passende Kapazität parallel schaltet[3]). Der physikalische Vorgang ist folgender: Durch eine beliebige Elektrizitätsquelle wird die Antenne und mit ihr die parallel oder in der Funkenstrecke liegende Kapazität bis zur Durchbruchsspannung des Funkens aufgeladen. Im Gegensatz zur Marconischen Anordnung erfolgt nunmehr der Energieausgleich nicht durch den stark dämpfenden Funken, sondern, da die Löschfunkenstrecke unter geeignet gewählten Bedingungen sehr bald ablöscht, über die in ihr oder parallel zu ihr liegende Kapazität, also auf rein metallischer Leitungsbahn. Die Dämpfung der Schwingungen

1) Jahrb. 8, 409—429, 1914.
2) Ztschr. f. d. physik. u. chem. Unterr. 1914, S. 141—148.
3) D. R. P. a.

auf der Antenne wird daher in erster Linie durch Strahlungsdämpfung bestimmt.

Der Vorteil der neuen Anordnungen liegt erstens in dem geringen Aufwand von Mitteln, die zur beliebigen Variation der Wellenlänge auf einer Antenne erforderlich sind, zweitens in dem Fortfall eines Primärkreises. dessen Energie nur unter Beobachtung günstigster Koppelung nutzbringend übertragen werden kann, und damit in dem Fortfall der Abstimmungsschwierigkeiten, drittens endlich in der Tatsache, daß der Nutzeffekt, d. h. der auf die Antenne gebrachte Teil der gesamten aufgewandten Energie wohl einen Vergleich mit dem der übrigen Erregungsmethoden aushält und auch bei ungünstig gewählten Bedingungen noch ein beträchtlicher ist. Gotthelf Leimbach.

(Eingesandt 21. Dezember 1914.)

Adresse des Autors: Göttingen D, Baurat Gerberstr. 19.

---

**Karl Willy Wagner,** Zur Theorie der unvollkommenen Dielektrika[1]).

Unter einem vollkommenen Dielektrikum sei ein solches verstanden, dessen Verhalten im elektrischen Felde mit Hilfe von nur zwei Konstanten, der „Dielektrizitätskonstante" und der „Leitfähigkeit" erschöpfend beschrieben werden kann. In einem Kondensator mit einem vollkommenen Dielektrikum ist daher die Spannung zwischen den Belegungen der Ladung jederzeit proportional, und der durch das Dielektrikum fließende Strom befolgt das Ohmsche Gesetz.

Daß die wirklichen Isolierstoffe in ihrem Verhalten jedoch von diesem Idealbilde abweichen, ist seit langem bekannt; feste und auch gewisse flüssige Körper zeigen insbesondere die Eigenschaft des Rückstandes. Mit ihr befaßt sich eine umfangreiche physikalische Literatur; die bis zum Jahre 1907 darüber erschienenen Arbeiten sind in einer ausgezeichneten Darstellung von E. v. Schweidler in den Annalen der Physik (Bd. 24, S. 711) gewürdigt und zusammengestellt worden.

1) Auszug aus der gleichnamigen ausführlichen Abhandlung in den Ann. d. Phys. **40**, 817—855, 1913. Die Tabelle auf S. 468 ist zuerst in der Elektrot. Ztschr. 1913, S. 1281 veröffentlicht worden.

Neben dem allgemeinen physikalischen Interesse haben die Rückstandserscheinungen für die Elektrotechnik in der jüngsten Zeit auch eine erhebliche praktische Bedeutung erlangt. Sie ergibt sich in erster Linie aus der Tatsache, daß in einem mit Rückstand behafteten Dielektrikum notwendig ein Energieverlust auftritt, wenn es einem elektrischen Wechselfelde ausgesetzt wird. Die Rolle dieser Verluste ist eine bescheidene, so lange das Feld schwach und die Frequenz niedrig ist. Mit dem Fortschritt der Technik hat die Beanspruchung und Ausnutzung des Materials ständig zugenommen; damit sind auch die dielektrischen Energieverluste mehr und mehr in die Erscheinung getreten, so daß man heute vielfach mit ihnen rechnen muß. Man braucht hierbei nur zu denken an den Bau von Kabeln für hohe Spannung (20000 Volt und mehr), an den Entwurf und Betrieb von langen Fernsprechkabeln, an den Einfluß der dielektrischen Verluste in der Hochfrequenztechnik und bei genauen Wechselstrommessungen mancher Art, besonders bei höherer Frequenz.

Die Bedeutung der dielektrischen Verluste für die Elektrotechnik erweckt den lebhaften Wunsch nach einer Theorie dieser Erscheinung. Wir verstehen darunter die Aufgabe, unter einem zusammenhängenden Bilde die Gesetze darzustellen, von denen sie beherrscht wird. Je genauer wir diese Gesetze kennen, um so sicherer werden wir den Verlauf der Erscheinung unter gegebenen Umständen voraussehen und womöglich nach einer uns erwünschten Richtung beeinflussen können. Dagegen tritt die Frage nach dem Wesen, oder besser gesagt, nach dem tatsächlichen Mechanismus der in Rede stehenden Vorgänge mehr zurück; wir brauchen um so weniger von ihm zu wissen, je genauer die Gesetze bekannt sind, nach denen sich die Erscheinung abspielt[1].

Von einer vollständigen Erkenntnis der Gesetze der dielektrischen Eigentümlichkeiten unvollkommener Isolatoren sind wir heute noch weit entfernt. Doch hat sich für feste Körper eine Reihe von Gesetzmäßigkeiten finden lassen, die allgemein gültig sind, soweit sich nach dem jetzt vorliegenden Versuchsmaterial beurteilen läßt.

Die Abweichungen des dielektrischen Verhaltens dieser Körper

1) Der bekannteste Versuch einer Erklärung der Rückstandserscheinungen ist die Maxwellsche Vorstellung von dem geschichteten Dielektrikum (Lehrb. d. Elektriz. u. d. Magnetismus, 1, Art. 328—330, Berlin 1883). Sie hat vor anderen Erklärungsversuchen den Vorteil, daß sie den Rahmen der klassischen Theorie der Elektrizität nicht verläßt.

von dem des vollkommenen Dielektrikums sind von derselben Art, wie die Abweichungen der elastischen Eigenschaften fester Körper von denjenigen des hypothetischen „vollkommen elastischen" Körpers. Hier wie dort handelt es sich um die Erscheinung der „Nachwirkung", die bei dem Dielektrikum darin besteht, daß die dielektrische Verschiebung $\mathfrak{D}$ den Veränderungen des elektrischen Feldes $\mathfrak{E}$ nur zum Teil sofort folgt, zum Teil aber hinter ihnen zurückbleibt. Wird ein unvollkommenes Dielektrikum, das während einer genügend langen Zeit vor dem Einflusse elektrischer Felder geschützt worden ist, plötzlich

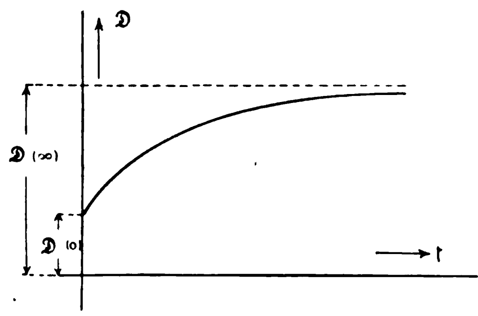



Fig. 1.

einem elektrischen Felde von der Stärke $\mathfrak{E}_0$ unterworfen, so entsteht gleichzeitig mit dem Felde eine dielektrische Verschiebung vom Betrage

$$\mathfrak{D}_0 = \frac{\varepsilon}{4\pi c^2}\mathfrak{E}_0$$

$\left(\varepsilon = \text{Dielektrizitätskonstante}^{1)};\quad c = 3 \cdot 10^{10}\ \frac{\text{cm}}{\text{sec}}\right)$. Damit ist der Vorgang jedoch nicht beendet; die Verschiebung wächst vielmehr weiter (Fig. 1), zuerst schnell, dann langsamer, um schließlich einem „Endwerte" $\mathfrak{D}_\infty$ zuzustreben, der den „Anfangswert" $\mathfrak{D}_0$ um einen gewissen Bruchteil $k$ übersteigt:

$$\mathfrak{D}_\infty = (1 + k)\mathfrak{D}_0 = \frac{\varepsilon}{4\pi c^2}(1 + k)\mathfrak{E}_0 \tag{1}$$

Die dielektrische Verschiebung $\mathfrak{D}$ läßt sich in jedem Augenblicke darstellen als Summe des Endwertes $\mathfrak{D}_\infty$ und eines Nachwirkungsgliedes $\mathfrak{D}'$:

$$\mathfrak{D} = \mathfrak{D}_\infty + \mathfrak{D}' \tag{2}$$

1) Durch den vorstehenden Ausdruck wird also der Begriff der „Dielektrizitätskonstante" eines unvollkommenen Dielektrikums definiert.

Das Nachwirkungsglied ist hiernach bei wachsendem Felde negativ, bei abnehmendem positiv und stirbt in jedem Falle im Laufe der Zeit allmählich ab.

Analog zu den von L. Boltzmann[1]) und E. Wiechert[2]) gefundenen Gesetzen der elastischen Nachwirkung lassen sich nun folgende Gesetze für die dielektrische Nachwirkung angeben.

1. Die von einer im Augenblicke $t_1$ aufgetretenen Feldänderung $\Delta \mathfrak{E}$ herrührende Nachwirkung hat zu einer späteren Zeit $t$ den Wert:

$$\Delta \mathfrak{D}' = -\frac{\varepsilon}{4\pi c^2}\psi(t-t_1)\Delta \mathfrak{E} \tag{3}$$

Sie ist also proportional der Feldänderung und einer Funktion $\psi$ der seit dieser Feldänderung verflossenen Zeit $t - t_1$.

2. Die Nachwirkungsglieder, die von den zu verschiedenen Zeiten auftretenden Feldänderungen herrühren, überlagern sich, ohne sich in ihrem zeitlichen Verlaufe gegenseitig zu stören.

Die Gesetze 1. und 2. sind schon von J. Hopkinson aufgestellt worden[3]).

3. Die Funktion $\psi$ läßt sich nach dem Vorschlage v. Schweidlers durch eine Reihe von Exponentialgliedern darstellen:

$$\psi(t) = \sum_\nu k_\nu e^{-\frac{t}{T_\nu}} \tag{4}$$

Aus diesem Ansatze kann jedoch noch nicht auf den Verlauf der Nachwirkungserscheinungen geschlossen werden, da die Anzahl und Größe der Konstanten $k_\nu$ und $T_\nu$ in der Theorie v. Schweidlers unbestimmt bleibt.

4. Zur Berechnung der Nachwirkungsvorgänge ist die Kenntnis der Funktion $\psi$ erforderlich. Wir wollen nun, ähnlich wie es Wiechert bei seiner Theorie der elastischen Nachwirkung getan hat, annehmen, daß der Ausdruck auf der rechten Seite von Gleichung (4) aus außerordentlich vielen Gliedern besteht, und daß sich die Zeitkonstanten $T_\nu$ in ganz bestimmter Weise um einen wahrscheinlichsten Wert $T_0$ gruppieren. Das Gesetz dieser Verteilung wird besonders einfach, wenn man nicht die Zeitkonstanten selbst, sondern ihre natürlichen

1) L. Boltzmann, Wien. Ber. (2) **70**, 275, 381, 1874.

2) E. Wiechert, Diss. Königsberg 1889; Wied. Ann. **50**, 335, 546, 1893.

3) J. Hopkinson, Phil. Trans. **166**, 489, 1876; **167**, 599, 1877/78; Phil. Mag. (5) **2**, 314, 1876.

Logarithmen log nat $T_\nu$ einführt. Diese gruppieren sich nämlich um den Wert log nat $T_0$ nach der bekannten Wahrscheinlichkeitsfunktion

$$\frac{b}{\sqrt{\pi}} e^{-b^2 z^2},$$

worin $z = \log \text{nat} \frac{T_\nu}{T_0}$ gesetzt ist. $b$ ist eine Konstante, die die Dichtigkeit der Verteilung der $T_\nu$ um $T_0$ mißt; je größer $b$ ist, um so dichter liegen die Zeitkonstanten um den Wert $T_0$ herum, während sie bei kleinen Werten von $b$ (0,2 und weniger) über einen weiten Zeitbereich zerstreut sind.

Es wird dann die Amplitudensumme $\Sigma k_\nu$ aller Glieder, deren Zeitkonstanten zwischen $T_\nu$ und $T_\nu + \Delta T$ liegen, durch den Ausdruck

$$\frac{k\,b}{\sqrt{\pi}} e^{-b^2 z^2} \Delta z$$

gegeben, worin $k$ dieselbe Größe wie vorher bedeutet.

5. Mit Hilfe des nunmehr aufgestellten Ausdruckes für die Nachwirkungsfunktion $\psi$ gelingt es jetzt, sowohl den Verlauf des Rückstandes bei Gleichstrom, als auch die Abhängigkeit der Kapazität und des dielektrischen Verlustwinkels von der Wechselstromfrequenz $\frac{\omega}{2\pi}$ theoretisch abzuleiten (Fig. 2. 3 u. 4). Die erhaltenen Kurven zeigen alle wesentlichen Merkmale des tatsächlichen Verlaufes der fraglichen Größen, soweit dieser von der dielektrischen Nachwirkung herrührt.

Eine der hervorstechendsten Eigentümlichkeiten vieler Nachwirkungsvorgänge ist der Umstand, daß die Nachwirkung sich anfangs sehr schnell, später dagegen äußerst langsam ändert. Der Rückstandsstrom $I \sim \frac{d\mathfrak{D}}{dt}$ ist daher für kleine Zeiten $t$ sehr groß; er nimmt zuerst sehr rasch, dann aber viel langsamer ab und besitzt selbst für sehr große Zeiten noch meßbare Werte. Man verwendet deshalb zweckmäßig, wie in Fig. 2, ein logarithmisch eingeteiltes Koordinatennetz.

In dieser Abbildung dient als Abszisse die in Bruchteilen der wahrscheinlichsten Zeitkonstante $T_0$ ausgedrückte Zeit. Als Ordinate ist der mit dem konstanten Faktor

$$\frac{T_0\sqrt{\pi}}{k\,b} \frac{1}{C\,V}$$

multiplizierte Rückstandsstrom aufgetragen, und zwar für eine Reihe angenommener Werte der Konstante $b$. $C$ ist die geometrische (d. h. aus den Abmessungen unter Zugrundelegung der Dielektrizitätskonstante $\varepsilon$ folgende) Kapazität des Kondensators, $V$ die angelegte Spannung. Durch diese besondere Wahl des Maßstabes wird erreicht, daß die gezeichnete Kurvenschar allgemeine Geltung hat, d. h. für jede Größe des Kondensators und für alle Dielektrika verwendbar ist, bei denen die Zeitkonstanten in der vorausgesetzten Weise verteilt sind.

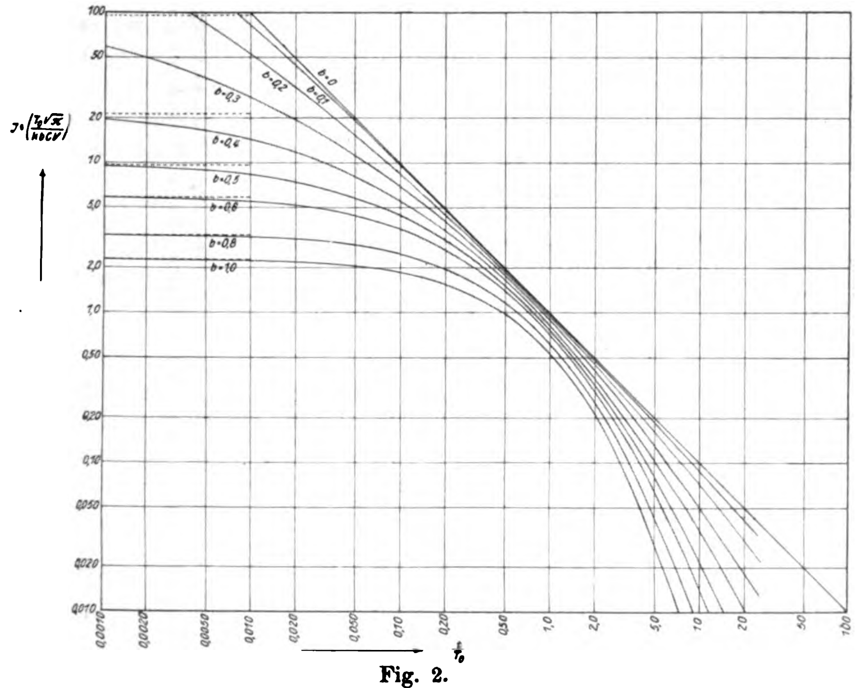



Fig. 2.
Zeitlicher Verlauf des Rückstandsstromes bei konstanter Spannung.

Wegen der logarithmischen Einteilung hat der Anfangspunkt $t = 0$ die Abszisse $-\infty$. Der zugehörige Anfangswert des Stromes bestimmt für jede Kurve eine der Zeitachse parallele Asymptote; diese ist für die Kurven von $b = 0{,}3$ ab punktiert eingezeichnet.

Für kleine Werte von $b$ sind die Kurven nur schwach gekrümmt; sie können dann in einem beschränkten Zeitbereiche durch eine gerade Linie ersetzt werden. Einer solchen würde das Gesetz

$$I = B t^{-n}$$

entsprechen (*B* und *n* Konstanten), das in der Tat von manchen Beobachtern als das Gesetz des Rückstandsstromes angegeben worden

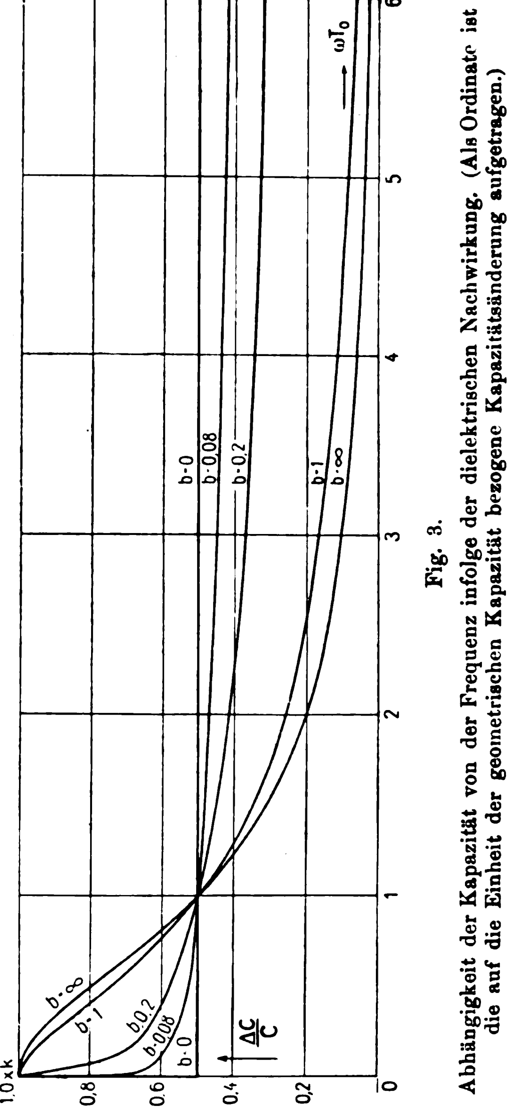



Fig. 3.

Abhängigkeit der Kapazität von der Frequenz infolge der dielektrischen Nachwirkung. (Als Ordinate ist die auf die Einheit der geometrischen Kapazität bezogene Kapazitätsänderung aufgetragen.)

ist. Es trifft aber, wie die vorliegende Theorie zeigt, nur angenähert zu. Bezeichnen wir die durch die Ordinaten der Fig. 2 dargestellte

und dem Rückstandsstrome $I$ proportionale Größe mit $i$, so gilt die Formel[1])

$$i = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-b^2 z^2 - z - \frac{t}{T_0} e^{-z}} dz$$

Mittels dieses Ausdruckes sind die in der Fig. 2 wiedergegebenen Kurven berechnet worden. In der Tabelle 1 sind die Werte der Funktion $i$ für verschiedene Zeitpunkte $\frac{t}{T_0}$ und für eine Reihe von Werten der Konstante $b$ zusammengestellt.

Dazwischen liegende Funktionswerte lassen sich im allgemeinen leicht durch graphische Interpolation ermitteln, indem man die in der Tabelle angegebenen Werte auf Millimeterpapier aufträgt und an der hierdurch bestimmten Kurve die gesuchten Werte abliest.

Funktionswerte für $b > 1$ und $\frac{t}{T_0} > 25$ sind vorläufig nicht berechnet worden, da sie nur selten gebraucht werden. Für große Werte von $b$ ist angenähert

$$i \approx \frac{\sqrt{\pi}}{b} e^{-\frac{t}{T_0}}$$

Aus den Fig. 3 u. 4 ersieht man, daß bei kleinen Werten von $b$ (also bei weitgehender Zerstreuung der Zeitkonstanten) der dielektrische Verlustwinkel und die Kapazität in einem weiten Frequenzbereiche nahezu konstant sind. Dieser Umstand ist gelegentlich als Beweis für die irrige Ansicht ins Feld geführt worden, daß der dielektrische Verlust auf eine Art Hysterese nach Art der magnetischen zurückzuführen sei. Träfe dies zu, so müßte der dielektrische Verlustwinkel für niedrige Frequenzen bis zur Frequenz null hinab genau konstant sein, was jedoch durchaus nicht der Fall ist. Bei genügend langsamen Feldänderungen kann man überhaupt keine Nachwirkung bemerken, da die Verschiebung alsdann Zeit hat, dem Felde zu folgen.

6. Die dielektrische Nachwirkung wird, wie alle Nachwirkungsvorgänge von der Temperatur stark beeinflußt. In der hier entwickelten Auffassung der dielektrischen Nachwirkungsvorgänge läßt sich der Einfluß der Temperatur, soweit Versuche darüber bisher vorliegen, durch die Aussage wiedergeben, daß die wahrscheinlichste Zeitkonstante $T_0$ mit steigender Temperatur stark abnimmt. Dagegen ändert sich $b$ (d. h. die Verteilung der $T$ um ihren

1) Ann. d. Phys. **40**, 833, Gl. (27).

Tabelle 1. Werte der Funktion $i\left(b, \frac{t}{T_0}\right)$.

| $b$ | $\frac{t}{T_0}$ = 0 | 0,001 | 0,003 | 0,008 | 0,02 | 0,05 | 0,1 | 0,2 | 0,4 | 0,7 | 1,0 | 1,5 | 3 | 5 | 10 | 25 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | ∞ | 1000 | 333 | 125 | 50 | 20 | 10 | 5 | 2,500 | 1,429 | 1,000 | 0,667 | 0,333 | 0,2000 | 0,1000 | 0,0400 |
| 0,05 | $9{,}52.10^{14}$ | 891 | 310 | 116,2 | 48,54 | 19,82 | 9,86 | 4,97 | 2,487 | 1,419 | 0,995 | 0,660 | 0,329 | 0,1965 | 0,0956 | 0,0362 |
| 0,1 | $1{,}275.10^{12}$ | 667 | 251,1 | 99,9 | 44,10 | 18,72 | 9,55 | 4,87 | 2,456 | 1,400 | 0,981 | 0,647 | 0,319 | 0,1874 | 0,0892 | 0,0320 |
| 0,15 | 790943 | 424 | 180,5 | 80.4 | 38,02 | 17,05 | 9,05 | 4,71 | 2,408 | 1,373 | 0,961 | 0,631 | 0,306 | 0,1747 | 0,0806 | 0,0274 |
| 0,2 | 4591 | 227 | 117,2 | 60,9 | 31,40 | 15,12 | 8,40 | 4,51 | 2,343 | 1,344 | 0,935 | 0,610 | 0,287 | 0,1601 | 0,0707 | 0,0224 |
| 0,25 | 387,1 | 115,2 | 73,0 | 43,7 | 24,87 | 13,11 | 7,69 | 4,28 | 2,267 | 1,308 | 0,908 | 0,587 | 0,267 | 0,1447 | 0,0602 | 0,0175 |
| 0,3 | 95,14 | 59,05 | 43,7 | 30,0 | 19,52 | 11,25 | 6,96 | 4,03 | 2,185 | 1,269 | 0,876 | 0,562 | 0,249 | 0,1300 | 0,0506 | 0,0131 |
| 0,35 | 38,99 | 31,8 | 27,2 | 21,0 | 15,03 | 9,58 | 6,24 | 3,76 | 2,097 | 1,229 | 0,846 | 0,537 | 0,231 | 0,1160 | 0,0423 | 0,0095 |
| 0,4 | 21,16 | 19,62 | 17,70 | 14,94 | 11,69 | 8,08 | 5,57 | 3,51 | 2,008 | 1,183 | 0,816 | 0,514 | 0,2138 | 0,1033 | 0,0349 | 0,0068 |
| 0,45 | 13,53 | 13,16 | 12,47 | 11,13 | 9,21 | 6,81 | 4,98 | 3,27 | 1,915 | 1,143 | 0,786 | 0,491 | 0,1977 | 0,0923 | 0,0283 | 0,0048 |
| 0,5 | 9,64 | 9,53 | 9,18 | 8,59 | 7,37 | 5,80 | 4,45 | 3,04 | 1,826 | 1,102 | 0,757 | 0,470 | 0,1828 | 0,0823 | 0,0225 | 0,0034 |
| 0,55 | 7,37 | 7,33 | 7,15 | 6,78 | 6,09 | 5,02 | 3,98 | 2,81 | 1,739 | 1,060 | 0,729 | 0,452 | 0,1698 | 0,0732 | 0,0177 | 0,0024 |
| 0,6 | 5,92 | 5,86 | 5,78 | 5,57 | 5,16 | 4,39 | 3,57 | 2,61 | 1,656 | 1,018 | 0,703 | 0,432 | 0,1585 | 0,0652 | 0,0140 | 0,0017 |
| 0,65 | 4,93 | 4,88 | 4,82 | 4,70 | 4,44 | 3,87 | 3,23 | 2,41 | 1,575 | 0,979 | 0,680 | 0,417 | 0,1488 | 0,0584 | 0,0114 | 0,0013 |
| 0,7 | 4,22 | 4,19 | 4,15 | 4,07 | 3,88 | 3,44 | 2,93 | 2,24 | 1,500 | 0,940 | 0,657 | 0,400 | 0,1398 | 0,0524 | 0,0098 | 0,0011 |
| 0,75 | 3,69 | 3,67 | 3,64 | 3,57 | 3,43 | 3,10 | 2,68 | 2,09 | 1,428 | 0,904 | 0,632 | 0,384 | 0,1313 | 0,0474 | 0,0085 | 0,0009 |
| 0,8 | 3,28 | 3,26 | 3,24 | 3,19 | 3,07 | 2,82 | 2,48 | 1,97 | 1,361 | 0,873 | 0,607 | 0,368 | 0,1235 | 0,0430 | 0,0076 | 0,0007 |
| 0,85 | 2,95 | 2,94 | 2,92 | 2,87 | 2,77 | 2,57 | 2,30 | 1,86 | 1,296 | 0,840 | 0,587 | 0,352 | 0,1160 | 0,0393 | 0,0065 | 0,0006 |
| 0,9 | 2,68 | 2,68 | 2,66 | 2,61 | 2,53 | 2,36 | 2,14 | 1,75 | 1,287 | 0,808 | 0,568 | 0,339 | 0,1085 | 0,0358 | 0.0054 | 0,0005 |
| 0,95 | 2,46 | 2,46 | 2,45 | 2,41 | 2,34 | 2,19 | 2,00 | 1,66 | 1,182 | 0,779 | 0,547 | 0,328 | 0,1012 | 0,0328 | 0,0047 | 0,0004 |
| 1,0 | 2,276 | 2,271 | 2,261 | 2,238 | 2,179 | 2.054 | 1,865 | 1,560 | 1,135 | 0,758 | 0,529 | 0,318 | 0,0939 | 0,0299 | 0,0038 | 0,0003 |

wahrscheinlichsten Wert $T_0$) nur wenig; wenn überhaupt, dann meistens so, daß $b$ mit steigender Temperatur zunimmt.

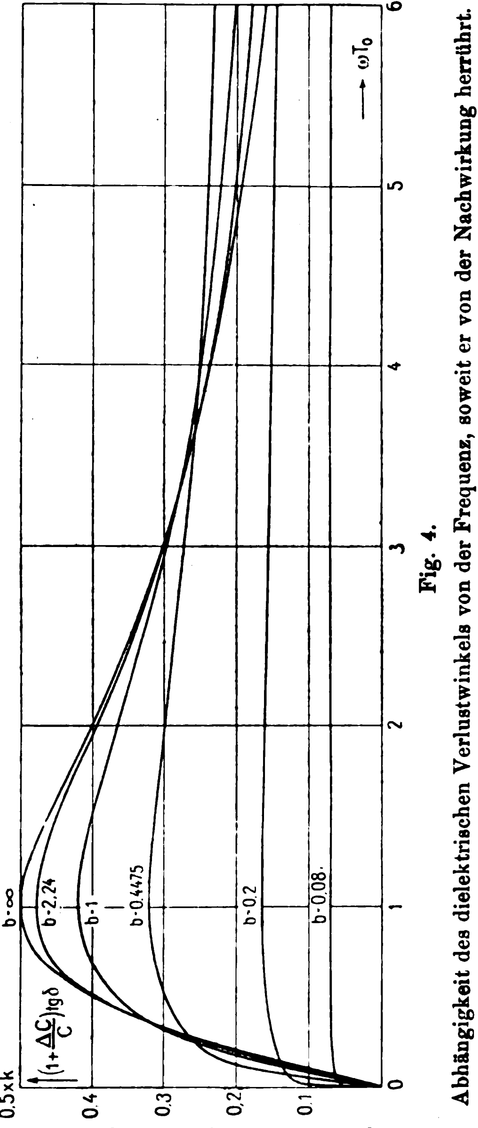



Fig. 4.
Abhängigkeit des dielektrischen Verlustwinkels von der Frequenz, soweit er von der Nachwirkung herrührt.

Bleibt $b$ unverändert, so kann man auch sagen, daß der Nachwirkungsvorgang bei allen Temperaturen dasselbe Zeitgesetz befolgt,

sofern für jede Temperatur eine der wahrscheinlichsten Zeitkonstante $T_0$ proportionale Zeiteinheit gewählt wird („Temperaturgesetz der korrespondierenden Zustände").

Aus diesen allgemeinen Beziehungen ergeben sich Folgerungen hinsichtlich der Abhängigkeit des Rückstandes, der Kapazität und des dielektrischen Verlustes von der Temperatur, die sich mit den Beobachtungsergebnissen decken, die aber hier im einzelnen nicht aufgeführt werden können.

Es soll nur erwähnt werden, daß die vorliegende Theorie auch erklärt, warum die bei einer festen Frequenz aufgenommene Temperaturkurve des dielektrischen Verlustes ein Maximum aufweist, und weshalb sich dieses bei steigender Frequenz im Sinne wachsender Temperaturen verschiebt[1].

7. In Körpern von verwickelter Zusammensetzung (besonders in Gemischen) besteht das Nachwirkungsglied $\mathfrak{D}'$ der Verschiebung erfahrungsgemäß gewöhnlich aus mehreren Teilgliedern $\mathfrak{D}_1', \mathfrak{D}_2' \ldots$, von denen jedes die vorher genannten Gesetze befolgt. Das heißt, es gruppieren sich in diesem Falle die Zeitkonstanten nicht um einen einzigen, sondern um mehrere ausgezeichnete (wahrscheinlichste) Werte. Auf den Frequenz- und Temperaturkurven des dielektrischen Verlustes können alsdann mehrere Maxima auftreten. Diese Erscheinung wird in der Tat häufig beobachtet.

1) Vgl. die in der Elektrot. Ztschr. 1911, S. 172, mitgeteilten Kurven.

(Eingesandt 1. Juli 1913.)

**K. W. Wagner,** Erklärung der dielektrischen Nachwirkungsvorgänge auf Grund Maxwellscher Vorstellungen (Archiv f. Elektrotechnik **2**, 1914, S. 371). In dem ersten Teil dieser Untersuchung wird von einer Reihe von allgemeinen Gesetzmäßigkeiten ausgegangen, welche die Erscheinung der dielektrischen Nachwirkung beherrschen. Diese Beziehungen, die in einer früheren Arbeit des Verfassers[1]) eingehender begründet worden sind, eignen sich wohl zur rechnerischen Darstellung der Nachwirkungsvorgänge, lassen aber die Frage nach den zugrundeliegenden physikalischen Erscheinungen offen.

1) Ann. d. Phys. **40**, 817—855, 1913.

Eine Reihe namhafter Autoren hat geglaubt, die Erklärung der dielektrischen Nachwirkung in besonderen Vorgängen innerhalb des Moleküls suchen zu sollen. Jedoch hat bereits Maxwell gezeigt, daß man ohne solche Annahmen auskommt. Er hat darauf hingewiesen, daß ein aus parallelen ebenen Schichten bestehendes Dielektrikum Rückstandserscheinungen aufweist, wenn es von einem elektrischen Felde quer zur Schichtung durchsetzt wird, sofern das Verhältnis der Dielektrizitätskonstante zur Leitfähigkeit nicht für alle Schichten den gleichen Wert hat. Dabei wird ausdrücklich vorausgesetzt, daß keine der Schichten, für sich allein betrachtet, dielektrische Nachwirkung haben soll. Dieses Ergebnis deutet darauf hin, daß man die dielektrische Nachwirkung nicht notwendig als eine neue physikalische Erscheinung aufzufassen braucht, und daß es insbesondere auch möglich sein muß, im Rahmen der Maxwellschen Vorstellungen ein Modell eines Dielektrikums mit Nachwirkung zu ersinnen, dessen Verhalten von den eingangs erwähnten Gesetzmäßigkeiten beherrscht wird.

Das ursprüngliche Maxwellsche Schichtenmodell ist dazu trotz seiner scheinbaren Einfachheit nicht geeignet. Man muß eine große Zahl von verschiedenartigen Schichten annehmen, wenn das Verhalten des Modells gewissen Beobachtungstatsachen nicht widersprechen soll. Bei großer Schichtenzahl scheitert aber die vollständige Durchführung der Theorie an mathematischen Schwierigkeiten. Insbesondere scheint es nicht möglich zu sein, die genannten allgemeinen Beziehungen an dem Modell abzuleiten.

Diese lassen sich dagegen, wie im zweiten Teil der Arbeit gezeigt wird, an einem etwas abgeänderten, sehr einfachen Schichtenmodell gewinnen. Es besteht aus einer ebenen Schicht eines nichtleitenden vollkommenen Dielektrikums, über die ein schlechter Leiter in einer Schicht von sehr geringer, aber von Ort zu Ort veränderlicher Dicke gelagert ist. Stellenweise mag diese zweite Schicht überhaupt fehlen. Wird das Ganze zwischen metallene Elektrodenplatten eingeschlossen, so entsteht ein Kondensator, der die typischen Nachwirkungserscheinungen besitzt.

Es ist nicht zu verkennen, daß Fälle vorkommen, in denen die dielektrische Nachwirkung auf derartigen Ursachen beruht. Indessen tritt diese Erscheinung bei den meisten festen Dielektriken auch dann auf, wenn leitende Oberflächenschichten vermieden sind. Man hat also hier im Sinne Maxwells die Inhomogenitäten in der Struktur des Dielektrikums selbst zu suchen. Ein Modell eines solchen Dielektrikums wird in dem dritten Teil der Arbeit angegeben und daran anschließend

die Theorie seines Verhaltens vollständig durchgeführt. Das Modell besteht in seiner einfachsten Form aus einer nichtleitenden Grundsubstanz, in der leitende Kügelchen regellos verteilt sind.

Zuerst wird untersucht, welche Störung ein gleichförmiges elektrisches Wechselfeld in einer beliebigen homogenen Substanz dadurch erfährt, daß eine Kugel aus einem anderen beliebigen Stoffe in das Feld gebracht wird. Hat man statt der einen Kugel deren beliebig viele, und sind ihre Abstände voneinander genügend groß im Vergleich zu ihren Abmessungen, so darf man die von den einzelnen Kugeln herrührenden Zusatzfelder einfach superponieren. Man kann alsdann die scheinbaren Änderungen berechnen, welche die Dielektrizitätskonstante und die Leitfähigkeit des Grundstoffes durch die Anwesenheit der Kugeln erfährt. Sie hängen lediglich von den Eigenschaften des Grundstoffes und der eingebetteten Substanz und von der Menge der letzteren ab; dagegen stellen sie sich als unabhängig von der Größe der eingebetteten Kügelchen heraus. Besonders einfache Beziehungen erhält man für den Fall, daß die Dielektrizitätskonstante überall denselben Wert hat, und daß die Grundsubstanz selbst nichtleitend ist. Es zeigt sich, daß das Verhalten des Modells alsdann den früher aufgestellten Formeln folgt, und zwar erhält man den allgemeinen Fall, wenn man den einzelnen Kügelchen beliebige, verschiedene Werte der Leitfähigkeit beilegt.

Durch besondere Überlegungen, die von plausiblen Annahmen über die Verteilung der leitenden Substanz ausgehen, läßt sich auch das seinerzeit aufgestellte Verteilungsgesetz für die Zeitkonstanten des Nachwirkungsvorganges gewinnen.

Endlich wird gezeigt, wie dieselben Annahmen auch zu dem Ergebnis führen, daß das Modell von der Temperatur genau in der Weise beeinflußt wird, die bei wirklichen Stoffen mit dielektrischer Nachwirkung beobachtet worden ist.

Angesichts der Einfachheit des Modells ist es jedenfalls bemerkenswert, wie getreu es alle wesentlichen Züge der Nachwirkungsvorgänge wiedergibt. Inwieweit bei den wirklichen Dielektriken dieselben Verhältnisse vorliegen wie bei dem Modell, das muß jedoch dahingestellt bleiben.

Eine wichtige Voraussetzung der angestellten Überlegungen ist die Annahme der Kugelgestalt der Teilchen gewesen. Sie mußte gemacht werden, um die mathematischen Betrachtungen durchführen zu können. Es scheint indessen, daß diese Annahme nicht in der Natur

des Problemes wesentlich begründet ist, so daß eine andere Annahme über die Form der Teilchen in der Hauptsache zu demselben Ergebnis geführt hätte. Darauf deutet erstens der Umstand, daß die Teilchengröße in den Endformeln nicht vorkommt, und außerdem die Tatsache, daß zur Herleitung dieser Formeln nur das elektrische Feld in großem Abstand von den kleinen Kugeln benutzt worden ist; hier hängt aber die Verteilung des Störungsfeldes nicht von der Teilchenform ab.

Als das Hauptergebnis dieser Untersuchung ist der Nachweis zu betrachten, daß man die dielektrische Nachwirkung nicht als eine neue physikalische Erscheinung aufzufassen braucht, die aus dem Rahmen der elementaren Theorie des elektrischen Feldes herausfällt, sondern daß sich vielmehr ihre allgemeinen Gesetze aus Maxwellschen Vorstellungen vollständig herleiten lassen. K. W. W.

(Eingesandt 14. März 1914.)

Adresse des Autors: Lankwitz bei Berlin, Luisenstr. 1.

---

**P. Ludewig,** Eine Anordnung zur Demonstration der Resonanz. (Phys. Ztschr. **16**, 13, 1915.)

Der Verfasser beschreibt eine einfache Anordnung, mit der es möglich ist, das Wesen der Resonanz zu demonstrieren, d. h. die Tatsache, daß bei der Einwirkung einer äußeren periodischen Kraft auf

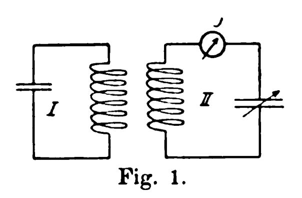


Fig. 1.

ein schwingungsfähiges System die Amplitude der erzwungenen Schwingung dann ein Maximum ist, wenn die Periode der äußeren Kraft mit der Periode des beeinflußten Systems übereinstimmt. Im besonderen gelingt es ihm einen bekannten Versuch der drahtlosen Meßtechnik ins Mechanische zu übertragen. Angenommen im Kreis I (Fig. 1) seien auf irgendeine Weise elektrische Schwingungen erregt. Koppelt man möglichst lose mit diesem Kreis einen zweiten Schwingungskreis II, in dem sich zur Abstimmung ein Drehkondensator befindet, und bestimmt man bei verschiedenen Stellungen des

Drehkondensators die Ausschläge des Amperemeters $J$, so erhält man eine Resonanzkurve, die sich in bekannter Weise verwerten läßt. Für die mechanische Demonstrationsanordnung[1]) wird ein Magnet I — die drei Magnete der Fig. 2 sind von links nach rechts numeriert — benutzt, der vor dem Härten durchlocht und mit einer dünnen Achse versehen ist. Er wird durch einen Motor in Umdrehung versetzt, und zwar hat man dafür zu sorgen, daß die Umdrehungszahl möglichst konstant ist. Dieser Magnet liefert die äußere periodische Kraft, die auf den Magnet II — einen kleinen Kompaß — einwirkt. Die Nadel des Kompasses hat eine be-

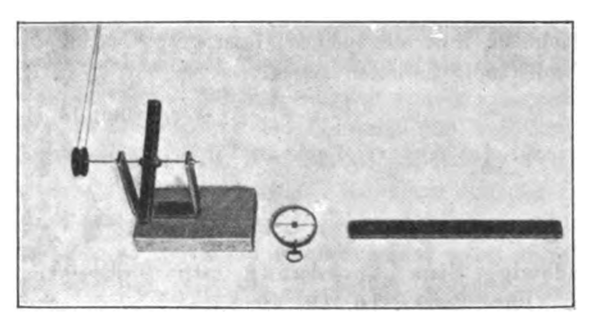


Fig. 2.

stimmte Schwingungszahl, die durch ihr Trägheitsmoment und die Direktionskraft des Erdmagnetismus bestimmt ist. Ändert man diese Direktionskraft durch das Näherbringen des Stabmagneten III, so ändert sich auch die Schwingungszahl der Magnetnadel. Wie man im elektrischen Schwingungskreis II der Fig. 1 durch Änderung des Drehkondensators eine Abstimmung erreicht, so kann man es hier durch Vorschiebung des Magneten III erreichen, daß die Schwingungszahl der Magnetnadel mit der periodischen äußeren Kraft übereinstimmt und die Magnetnadel einen maximalen Ausschlag gibt. Wenn man die Ausschläge der Magnetnadel bei verschiedener Entfernung des Magneten III mißt, so läßt sich aus diesen Werten in ähnlicher Weise eine Resonanzkurve zeichnen wie bei dem elektrischen Versuch. P. Lg.

1) Die Anordnung wird von den Physikalischen Werkstätten der „Erforschung des Erdinneren G. m. b. H." in Göttingen in den Handel gebracht.

(Eingesandt 28. Januar 1915.)

Adresse des Autors: Freiberg i. S., Albertstr. 22.

**Karl Boedeker,** Untersuchung über die Einwirkung periodischer Kräfte auf Tropfen. (Ann. Phys. **46**, 503. 1915.)

Mit Hilfe periodischer elektrischer Kräfte wurden schwebende Tropfen zu Schwingungen angeregt und vermittels einer Registriervorrichtung die Schwingungen untersucht. Die Versuche wurden zum Schluß auf kleine Tropfen (Emulsionen) ausgedehnt; es zeigte sich, daß eine Emulsion von Tröpfchen einer elektrisch leitenden Flüssigkeit in einer isolierenden sich schnellen elektrischen Schwingungen gegenüber wie ein selbstentfrittender Kohärer verhält; für diese Erscheinung wird eine Erklärungsmöglichkeit angegeben. E.

(Eingesandt 4. März 1915.)

## Mitteilungen aus der Praxis.

# Ein neues hochempfindliches Thermoelement.

Von **C. Bergholm.**

L. W. Austin[1]) hat ein empfindliches Thermoelement von neuem Typus beschrieben. Es besteht aus einem dünnen Platindraht, dessen eines Ende an einem Tellurstück und dessen anderes an einem Platinstab befestigt ist. Das Tellur und das Platin sind an je einen Kupferdraht festgeschweißt, der in Isolierungsmaterial in der Weise eingebettet ist, daß nur die Enden hervorstehen. Ein derartiges Element ist in seinen elektrischen Eigenschaften für lange Zeit konstant und ungefähr 28 mal empfindlicher als ein gewöhnliches Thermoelement aus Platin-Konstantan. Aus kristallisiertem Kiesel und Molybdänglanz ist es mir gelungen ein ähnliches „Thermoelement“ herzustellen, das dieselben Eigenschaften wie das beschriebene hat, aber ca. 100 mal empfindlicher als jenes ist.

Statt den dünnen Platindraht zwischen dem Tellur- und dem Platinstab anzulöten, versuchte ich, sie zu vereinigen, indem ich auf dem Isolierungsmaterial einen schmalen Goldstreifen durch die Zerstäubung der Kathode im Vakuum herstellte. Da ein solches Verfahren ohne Schwierigkeit angewandt werden kann, wie spröde und

1) L. W. Austin, Phys. Ztschr. 12, 1226, 1911.

empfindliche Metalle oder Metallvereinigungen man auch gebraucht, habe ich die Stoffe ausgesucht, die in thermoelektrischer Hinsicht den größten Effekt geben. Ein solches Paar ist reiner kristallisierter Kiesel und Molybdänglanz[1]). Das Thermoelement, das ich auf diese Weise erhielt, war außerordentlich empfindlich, aber es war nicht konstant. Wenn ich dagegen die Elemente in der folgenden Weise herstellte, wurden sie sowohl empfindlich wie konstant.

Der Molybdänglanz, der in der Natur vorkommt, besteht aus rötlichgrauen, graphitähnlichen Kristallen, deren elektrischer Leitungswiderstand sehr groß ist. Wendet man daher den Molydänglanz ohne weiteres an, bekommt man keinen Effekt. Wenn man ihn dagegen eine kurze Zeit in einer Bunsenflamme anwärmt, wird er mit einem dünnen dunklen Häutchen überzogen, das ein sehr guter Leiter für Elektrizität ist. Ich wählte eine ziemlich stabile Molybdänglanzscheibe aus. Nachdem diese geröstet worden war, wurde an einem sehr kleinen Teil derselben durch Kathodenzerstäubung ein sehr dünnes Goldhäutchen niedergeschlagen, das an einer Stelle die dunkle leitende Schicht berührte, im übrigen aber da lag, wo diese fortgekratzt worden war. Zwei verhältnismäßig dicke Kupferdrähte wurden teilweise und parallel zueinander in einem Isolierungsmaterial (Bleiglätte und Glycerin zusammengemischt) eingebettet, das in eine 2 cm lange und 1 cm breite Glasröhre gebracht worden war. An dem herausstehenden Ende des einen Drahtes wurde der Molybdänglanz mittels eines Lötmetalls (Lipowitz Metall) befestigt, und an dem Ende des anderen wurde auf dieselbe Weise ein Kieselkristall festgelötet. Ein feiner Platindraht wurde so festgelötet, daß er von der Spitze des Kieselkristalls zu dem Goldplättchen auf dem Molydänglanz ging. Nachdem der Kieselkristall, der Platindraht und der Molybdänglanz mit Firnis überzogen worden und ein Probierrohr über die vorher erwähnte Glasröhre geschoben worden ist, ist das Element fertig.

Das Element wird in den Sekundärkreis so, wie Fig. 1 *zeigt*, eingeschaltet. Der innere Widerstand des Galvanometers $(G)$ war 30 $\Omega$ und seine Empfindlichkeit $1{,}8 \cdot 10^{-8}$ bei 1 m Skalaabstand. Bei Resonanz zwischen dem Sekundär- und Primärkreis war in dem erstgenannten die Selbstinduktion $(L) = 0{,}115 \cdot 10^5$ cm und die Kapazität $(C) = 970$ cm, Wenn der Abstand zwischen den beiden Schwin-

1) Herr Dr. M. Sjöström hatte die große Freundlichkeit mir dabei behilflich zu sein, indem er mich über die große Thermokraft des Molybdänglanzes aufklärte, wofür ich ihm meinen herzlichsten Dank sage. — J. Weiss und J. Koenigsberger, Phys. Ztschr. **10**, 956, 1909.

gungskreisen ungefähr 7 m war, erhielt ich mit Hilfe eines Austinschen Elements (innerer Widerstand = 20 $\Omega$) aus Platin-Tellur einen Ausschlag von 3—4 mm bei 1,9 m Skalaabstand. Wurde ein Kieselmolybdänglanzelement (innerer Widerstand 28 $\Omega$) angewendet, belief sich der Ausschlag auf 400 mm. Ein derartiges Element ist folglich beinahe 3000 mal empfindlicher als ein gewöhnliches Thermoelement aus Platin-Konstantan.

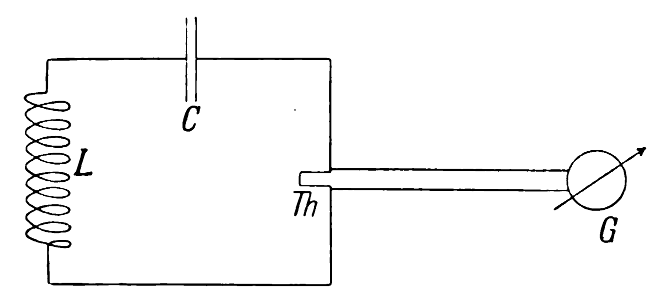



Fig. 1.

Ich benutze das Instrument seit mehr als sechs Monaten und habe während dieser Zeit keine Veränderungen in dessen elektrischen Eigenschaften konstatieren können. Es ist wenig wahrscheinlich, daß der beobachtete Effekt ausschließlich thermoelektrischer Natur ist. Gleichrichterwirkung scheint eine große Rolle zu spielen.

Upsala, Physik. Inst. d. Univ., November 1914.

(Eingesandt 15. November 1914.)

Adresse des Autors: Aman. bost. Fysikum Upsala, Schweden.

## Patentschau.

Von **H. Eales.**

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin und Dr. Georg Seibt in Berlin-Schöneberg haben sich durch D. R. P. 277664 eine Schaltung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen durch Kondensatorentladungen schützen lassen, die es ermöglicht, einen Schwingungskreis durch eine Funkenstrecke so zu erregen, daß nach Eintreten der Entladung der Funke alsbald erlöscht und der Kreis ohne Funkenstrecke und demnach schwach gedämpft weiterschwingt. Fig. 1 veranschaulicht eine ein-

fache Ausführung dieser Schaltung; dort sind zwei aus dem Kondensator *c*, der Primärspule *t* eines Transformators und der Selbstinduktionsspule *b* gebildete Kondensatorkreise mit einer gemeinsamen Funkenstrecke *a* verbunden. Die Ladung der Kondensatoren *c* erfolgt über die Ladeleitungen *f*. Schaltungen, bei denen ebenfalls mehrere Kreise an einer Funkenstrecke liegen, sind an sich bekannt; es tritt jedoch bei ihnen die durch die vorliegende Erfindung angestrebte Löschwirkung der Funkenstrecke nicht ein. Diese Wirkung wird bei der durch D. R. P. 277664 geschützten Schaltung dadurch erzielt, daß erstens die beiden mit der Funkenstrecke verbundenen Kreise eine verschiedene Periode erhalten, und daß zweitens das Verhältnis von Kapazität zu Selbstinduktion in beiden Kreisen gleich bzw. nahezu gleich gewählt ist. Der Unterschied der Schwingungszahlen soll dabei derart gering bemessen sein, daß durch die in der Funkenstrecke auftretenden Schwebungen der Funke zum Erlöschen kommt, wonach dann die in Bewegung gesetzte Energie in einem einzigen geschlossenen Kreis ohne Funkenstrecke weiterschwingt. Die Stromintensität in der Funkenstrecke bei der Entladung ist nämlich die Summe der Intensitäten beider Kreise. Die Amplitude derselben unterliegt Schwankungen (Schwebungen), deren Frequenz von der Verstimmung und dem Koppelungsgrad der beiden Kondensatorkreise abhängig ist. Durch passende Wahl dieser Größen kann erzielt werden, daß der Funke in dem bei der ersten Schwebung entstehenden Minimum der Stromamplitude auslöscht. Durch die zurückgebliebenen Ladungen sind die Kondensatorkreise jetzt umgekehrt geladen (oder es entstehen noch Ladungen aus der zurückgebliebenen magnetischen Energie), und durch Ausgleich derselben wird nunmehr das ganze System als ein einziger Kreis, in dem beide Kapazitäten *c c* und Selbstinduktionen *t t* hintereinander geschaltet sind, in Schwingung gebracht. Diese Schwingungen sind aber schwach gedämpft, da die Funkendämpfung nunmehr ganz vermieden ist. Mit diesem Erregungskreis kann ein offener Kreis oder z. B., wie in Fig. 1 dargestellt, eine Antenne *d* mit Erdverbindung *e* in geeigneter Weise über die sekundären Spulen $t_1$ $t_1$ gekuppelt werden. Statt der induktiven Koppelung kann auch eine direkte Verbindung der Antenne mit dem Schwingungskreis hergestellt werden. Statt beide Einzelkreise mit der Antenne zu koppeln, würde es auch vollkommen genügen, nur einen Kreis mit derselben zu verbinden, da bei Erregung die gesamte Energie über die Transformatorspulen *t* fließt. Läßt man die Antenne mit beiden Schwingungskreisen *c t b* zusammenwirken, wie in Fig. 1 dargestellt, so muß die Koppelung so beschaffen sein, daß

die ursprünglichen Schwingungen der einzelnen Kreise in der Antenne gegeneinander wirken. In manchen Fällen ist es auch vorteilhaft, die beiden Einzelkreise *c t b* induktiv miteinander zu koppeln, etwa in der Weise, daß die beiden Transformatorspulen *t t* in nähere magnetische Beziehung zueinander gebracht werden. Man kann jedoch auch den einen der beiden mit der Funkenstrecke verbundenen Kreise unmittelbar als offenen Kreis bzw. als Antenne ausbilden. Fig. 2 zeigt schematisch die einfachste Form dieser Modifikation.

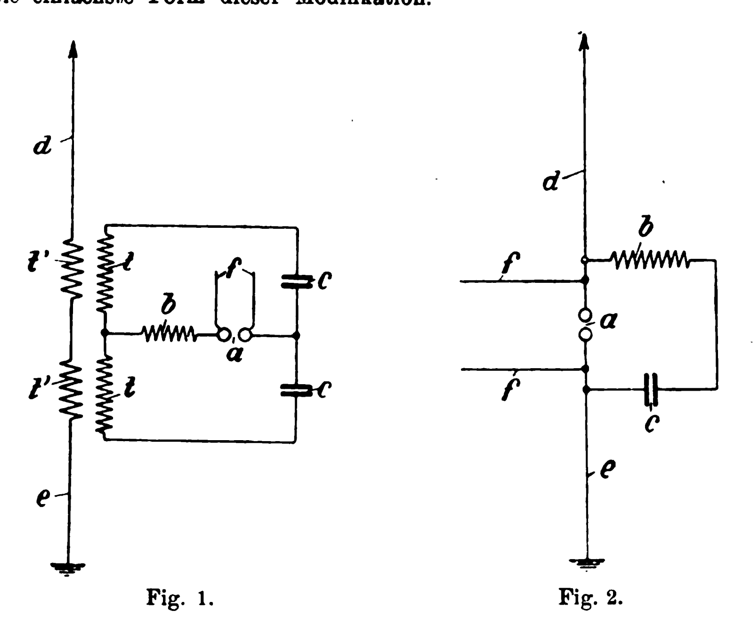



Fig. 1. Fig. 2.

Ein Verfahren zur Frequenzumwandlung durch ruhende Transformatoren mit Eisenkern und Hilfssättigung durch Gleichstrom betrifft das D.R.P. 275448 der C. Lorenz A.-G. in Berlin. In Verbindung mit dieser Hilfsinduktion soll nach diesem Patent die Wechselstrominduktion so gewählt werden, daß die Kurve doppelter Frequenz neben einer möglichst großen Amplitude auch eine möglichst reine Form besitzt. Die Erfüllung dieser Bedingung hängt von dem Verhältnis ab, das zwischen den die Hilfsinduktion über- und unterschreitenden Werten der Wechselstrominduktion besteht, wie in der genannten Patentschrift näher ausgeführt ist, und zwar wird diese Bedingung erreicht durch eine solche Bemessung der Hilfssättigung, daß die diese Hilfssättigung über- und unterschreitenden Maximalwerte der magnetischen Wechselinduktion

sich verhalten wie 1 : 1,8 oder annähernd wie diese Werte; sind diese Verhältnisse so gewählt, so werden die günstigsten Bedingungen für die Erzeugung eines Stromes doppelter Frequenz erhalten. Gleichzeitig mit der Wahl des günstigsten Verhältnisses der Maximalwerte kann man durch entsprechende Wahl der Magnetisierungskurve, also des Eisenmaterials, die Übereinstimmung zwischen der verlangten und erzeugten Feldkurve verbessern. Wird an Stelle eines konstanten Stromes für die Erzeugung der Hilfssättigung ein periodisch veränderlicher Strom verwendet, wie es z. B. für die Zwecke des Tonsendens bei Wellentelegraphie ausgeführt werden kann, so ist es zweckmäßig, den Maximalwert dieses Stromes gleich dem bestimmten günstigsten Gleichstromwerte zu setzen. Wird bei Verwendung der Anordnung für drahtlose Telephonie der Gleichstromkreis des Transformators z. B. durch ein Mikrophon beeinflußt, so wird man ebenfalls den Maximalwert des Stromes gleich dem günstigen Wert wählen. Das ist hier um so wichtiger, weil sonst z. B. bei Schwächung der Hilfserregung erst eine Verstärkung des Stromes doppelter Frequenz und bei weiterer Schwächung eine Verkleinerung derselben eintreten kann, wodurch die Beeinflussung durch das Mikrophon ganz unregelmäßig wird.

Das D. R. P. 281357 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin bezieht sich ebenfalls auf ruhende Periodenumformer mittels durch Gleichstrom magnetisch gesättigter geschlossener Eisenjoche. Bei diesen Einrichtungen entstehen besonders infolge der Anwendung der Resonanz in den Wechselstromkreisen sehr hohe Spannungen der Wickelungen gegeneinander und gegen das Eisen. Da man aber zur Erzielung möglichst geringer magnetischer Streuung die einzelnen Wickelungen gleichmäßig über das Eisenjoch verteilen und dicht aneinander anordnen muß, so ist es schwer, namentlich bei größeren Energiemengen, die Gleichstromwickelung gegen die Wechselstromwickelungen und das Eisen hinreichend zu isolieren. Auch wenn man den Gleichstrom, um eine besondere Wickelung zu sparen, in eine der Wechselstromwickelungen mit hineinleitet, werden diese Schwierigkeiten nicht beseitigt. Gemäß D. R. P. 281357 wird nun die Gleichstromwickelung in einzelne Gruppen von Windungen unterteilt und diese Gruppen dann parallel von der Gleichstromquelle gespeist. Treibt man die Unterteilung hinreichend weit, so wird hierdurch die Induktionsspannung in dieser Wickelung gegen das Eisen und auch gegen die Wechselstromwickelungen sehr verringert, so daß nunmehr die Isolierung dieser Wickelungen keine Schwierigkeiten mehr macht. Dabei wird die so unterteilte Gleichstromwickelung durch be-

sondere niedervoltige Generatoren gespeist, wobei zwischen Generator und Wickelung Drosselspulen von kleinem Ohmschen Widerstand geschaltet werden, die zweckmäßig einen offenen Eisenkern enthalten, damit das Eisen durch den Gleichstrom nicht gesättigt wird und so eine Ventilwirkung in der Drosselspule zustande kommt. Durch diese Drosselspulen wird verhindert, daß die in der Wickelung induzierte Wechselspannung einen Strom in die Gleichstromquelle senden kann. Werden die Periodenumformer in mehreren Stufen hintereinander zur Frequenzumwandlung benutzt, so kann der Gleichstrom aus einer Maschine entnommen werden, oder es können auch mehrere getrennte niedervoltige Maschinen Verwendung finden. In Fig. 3 ist z. B. ein nach der Erfindung angeordnetes Eisenjoch dargestellt. Auf dem geschlossenen Eisenkörper 1 liegen beispielsweise zwei Wechselstromwickelungen 2 und 3, von denen die eine als Primär-, die andere als Sekundärwickelung eines Periodenumformers dienen kann. Die Gleichstromwickelung besteht aus mehreren Teilen 4′, 4″ usw., die sämtlich in Parallelschaltung von der Gleichstrommaschine 5 gespeist werden. Zwischen Wickelung und Maschine liegen die Drosselspulen 6.

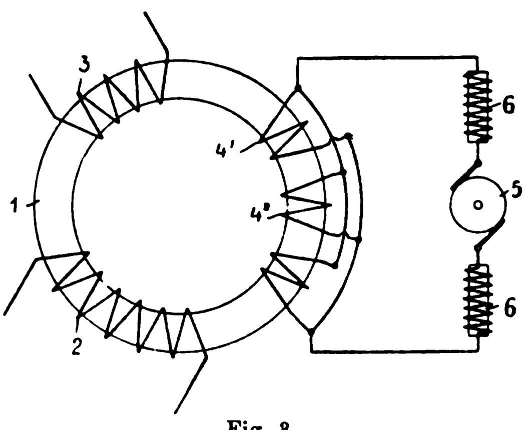


Fig. 3.

Das D. R. P. 281 503 von Miroslav Plohl in Pola, Österreich, betrifft ein Verfahren, um durch einen Wechselstrom magnetische Felder konstanter Richtung und periodisch sich ändernder Stärke entstehen zu lassen. Das wird dadurch erreicht, daß zwei elektrische Ströme, ein Gleichstrom und ein Wechselstrom, in einer aus Leitern bezw. Wickelungen bestehenden Einrichtung derart zusammenwirken, daß die durch dieselben erzeugten magnetischen Kraftlinien in einem Wechsel der Wechselstromperiode sich gegenseitig binden, während sie in dem anderen Wechsel der Wechselstromperiode ein magnetisches Feld von der gewünschten Beschaffenheit zusammenbilden. Das derart gewonnene Feld von Kraftlinien kann zur Erregung eines sekundären Wechsel-

stromes von gegenüber dem primären Wechselstrom doppelter Frequenz benutzt werden, auf welche Weise die Frequenz des primären Wechselstromes erhöht werden kann. Falls anstatt des Wechselstromes in die betreffende Wickelung elektromagnetische Schwingungen eingeführt werden, kann das dadurch erregte magnetische Feld zum Nachweis dieser Schwingungen benutzt werden, so daß die Einrichtung nach der Erfindung auch als Empfänger für drahtlose Telegraphie und Telephonie dienen kann. Fig. 4 zeigt ein Ausführungsbeispiel einer solchen Anordnung. Ein Ring $R_1$ trägt zwei Wickelungen $G_1$ und $W_1$, von denen die eine, $G_1$, mit einer Gleichstromquelle und die andere, $W_1$, mit einer Wechselstromquelle verbunden ist. Nimmt man an, daß in der ersten Hälfte der Wechselstromperiode der durch den Wechselstrom erzeugte magnetische Induktionsfluß dem durch den Gleichstrom erzeugten Induktionsfluß gleichgerichtet ist, so werden während der Dauer dieses Wechsels aus dem Ring $R_1$, von der Streuung abgesehen,

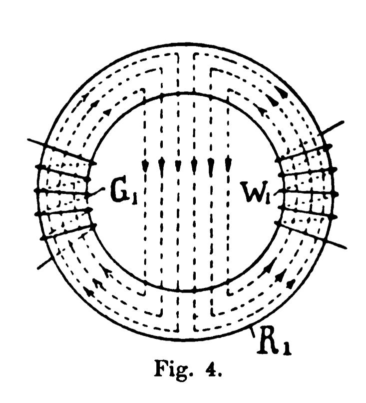


Fig. 4.

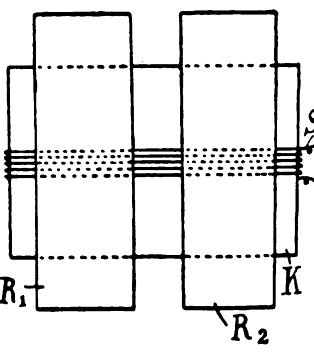


Fig. 5.

keine magnetischen Induktionslinien austreten. In die Gleichstromwickelung $G_1$ können Drosselspulen eingeschaltet werden, damit der in dieser Wickelung induzierte sekundäre Strom auf ein Minimum herabgedrückt werde. Während der zweiten Hälfte der Wechselstromperiode sind die durch die Wickelungen $G_1$ und $W_1$ induzierten Flüsse innerhalb des Ringes einander entgegengerichtet, so daß sowohl die vom Gleichstrom als auch die vom Wechselstrom stammenden Induktionslinien aus dem Ringe $R_1$ heraustreten und ihren Weg durch den Luftraum innerhalb des Ringes fortsetzen. Dieser im Luftraum des Ringes $R_1$ in jeder Periode des Wechselstromes auf die Dauer von einer Hälfte dieser Periode auftretende magnetische Induktionsfluß verläuft immer in derselben Richtung, jedoch mit periodisch sich ändern-

der Intensität. Zur Erzielung eines kontinuierlichen magnetischen Induktionsflusses werden zweckmäßig zwei mit Wickelungen versehene Ringe $R_1$ und $R_2$ (Fig. 5) benutzt, deren Wickelungen derart angeordnet werden, daß die beiden Ringe die magnetischen Kraftlinien abwechselnd und in derselben Richtung austreten lassen. Wird in die beiden Ringe $R_1$ und $R_2$ ein mit einer Wickelung $S$ versehener Kern $K$ eingeschoben, so wird durch die magnetischen Kraftlinien $m_1$ und $m_2$ in der Wickelung $S$ ein elektrischer Wechselstrom induziert, der gegenüber dem primären Wechselstrom $w$ eine doppelte Frequenzzahl aufweist.

Ein Verfahren zum Tasten drahtloser Signale betrifft das D. R. P. 281466 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin, und zwar bezieht sich dieses Verfahren auf solche Anordnungen, bei denen außer der Antenne ein zweiter Kreis mit keiner oder nur geringer Strahlungsdämpfung benutzt wird, welcher in den Zwischenpausen zwischen den Morsezeichen die Energie aufnimmt, um eine möglichst gleichbleibende Belastung der Energiequelle zu erzielen. Das durch das genannte Patent geschützte Verfahren besteht nun darin, daß zur Energieaufnahme durch die Antenne diese abgestimmt wird, während gleichzeitig der vorher abgestimmte, mit dem Antennenkreis stets in elektrischer oder magnetischer Verbindung bleibende, nicht bzw. nur gering strahlende Kreis verstimmt wird und umgekehrt. In Fig. 6 ist eine Einrichtung beispielsweise dargestellt, welche zeigt, wie das Verfahren nach der Erfindung zur Ausführung gebracht werden kann. Bei dieser Einrichtung wird die Energie von der Wickelung 1 her durch die Wickelung 2 aufgenommen. Der Antennenkreis setzt sich zusammen aus dem Luftleiter 3, der Variometerspule 4, der Wickelung 2 und der Erdleitung 5. Der Kreis mit keiner oder nur geringer Strahlungsdämpfung besteht aus der Wickelung 2, dem Variometer 6, dem Widerstand 7 und dem Kondensator 8. Im Widerstand 7 wird die Energie in den Zwischenpausen, während welchen nach der Erfindung der Kreis 2-6-7-8 abgestimmt sein soll, in irgendeiner Weise vernichtet, derart, daß der Energieverbrauch pro Zeiteinheit in den Zeichenpausen möglichst gleich ist dem Energieverbrauch pro Zeiteinheit während der Zeiten, in denen zwecks Absendung eines Zeichens der Antennenkreis abgestimmt und der Kreis 2-6-7 8 verstimmt ist. Das abwechselnde Abstimmen und Verstimmen der beiden Kreise derart, daß, wenn der eine abgestimmt, der andere verstimmt ist, wird bei der dargestellten Ausführungsform der Erfindung durch gleichzeitiges Kurzschließen bzw. gleichzeitiges Einschalten der Teile 9

und 10 der Selbstinduktionen 4 und 6 hervorgerufen. Erfolgt durch Niederdrücken der Taste 11 unter Vermittelung der Tastrelais 12 und 13 der Kurzschluß der Selbstinduktionsteile 9 und 10, so ist der Luftleiterkreis abgestimmt und der Kreis 2·6·7·8 verstimmt, so daß die in der Wickelung 2 vorhandene Energie fast vollständig von dem Luftleiterkreis aufgenommen wird. Beim Öffnen der Taste bzw. der Tastrelais 12 und 13 wandert die Energie dagegen in den Kreis 2·6·7·8, da dieser dann abgestimmt ist, während der Antennenkreis infolge

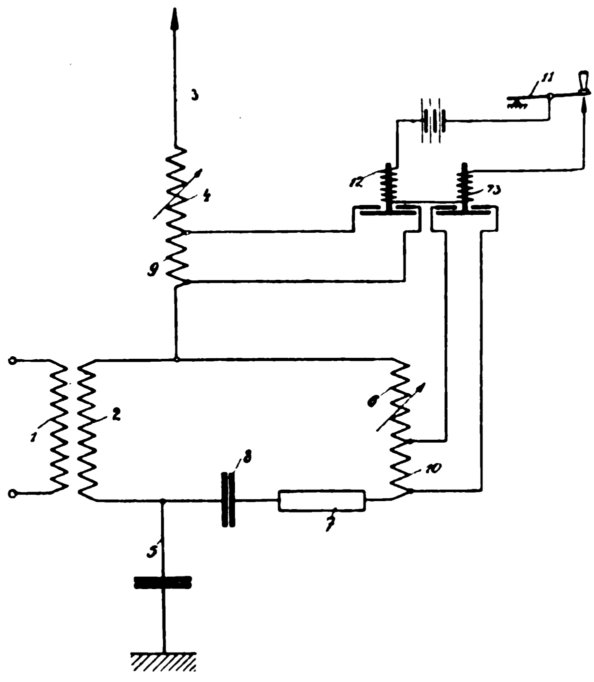


Fig. 6.

seiner Verstimmung Energie kaum aufzunehmen vermag. Es muß also hierbei die gesamte Selbstinduktion der Spule 4 einer zu langen Welle entsprechen, während die gesamte Selbstinduktion der Spule 6 der Senderwelle entspricht. Um Energieschwankungen beim Übergang der Energie von einem zum anderen Kreis auszuschließen, ist eine vollkommene Gleichzeitigkeit des Schließens und Öffnens der beiden Tastrelais 12 und 13 erforderlich. Diese Gleichzeitigkeit läßt sich am besten dadurch verwirklichen, daß man die bewegten Teile der Tastrelais mechanisch miteinander vereinigt.

Das D. R. P. 281440 der C. Lorenz A.-G. in Berlin bezieht sich auf ein Verfahren für Telephonie und Tonsenden mittels elektrischer Wellen, bei welchem die Energieausstrahlung durch Induktionsspulen mit Eisenkern beeinflußt wird, dessen Permeabilität im Takt der Sprechströme oder eines musikalischen Tones verändert wird. Das Wesen dieser Anordnung besteht nun darin, daß die Wickelung für die Ton- oder Sprechströme so angeordnet ist, daß der mit ihr verkettete resultierende Kraftfluß der Hochfrequenzwickelungen gleich Null ist, während der von ihr erzeugte, von den Sprachschwingungen beeinflußte Kraftfluß die Hochfrequenzwickelungen durchdringt. Zur Erreichung dieser Wirkung soll die Induktionsspule dreischenklig aus-

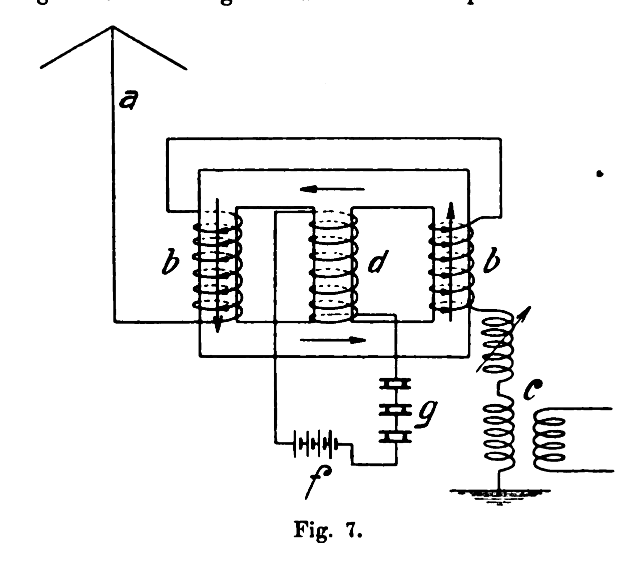



Fig. 7.

geführt und die Wickelung für die Ton- und Sprechströme auf dem mittleren Schenkel angeordnet werden. Fig. 7 gibt ein Beispiel für die Ausführung des Verfahrens. In den Kreis der Antenne *a* ist eine aus drei Schenkeln bestehende Eisenspule geschaltet. Der Antennenkreis ist durch die Spule *c* mit einem Hochfrequenzgenerator (Poulsen-Generator, Hochfrequenzmaschine usw.) gekoppelt. *b* sind die beiden Hochfrequenzwickelungen der Eisenspule, *d* die Gleichstromwickelung. Dabei ist die Anordnung so getroffen, daß die Spulen *b* auf den äußeren Schenkeln, die Spule *d* auf dem mittleren liegen. Die Hochfrequenzspulen sind so geschaltet, daß der Kraftfluß im mittleren Schenkel gleich Null ist, bzw. in diesem Schenkel heben sich die Kraft-

flüsse der beiden Spulen *b* auf. Auf diese Weise ist die Spule *d* vollständig spannungsfrei. In den Kreis dieser Spule ist dann die Batterie *f* und das Mikrophonsystem *g* eingeschaltet. Der Gleichstromkraftfluß durchdringt gleichmäßig beide Schenkel; durch seine vom Mikrophonsystem *g* beeinflußte Schwankung wird die Abstimmung zwischen der Antenne und dem Kreise des Hochfrequenzgenerators geändert und auf diese Weise die Energieausstrahlung im Takt der Sprechströme gesteuert. Das Verfahren kann natürlich auch für Tonsenden angewendet werden. In diesem Falle tritt an Stelle des Mikrophonsystems ein Unterbrecher.

(Eingesandt 1. März 1915.)

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

---

# Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

## Der Wirkungsgrad des Poulsengenerators.

In dieser Ztschr. 9, 37 endet ein Referat über: Die Transformation eines Hochfrequenzstromes auf die dreifache Frequenz von H. Rukop und J. Zenneck in folgender Weise: „Die Versuche ergeben somit das bemerkenswerte Resultat, daß sich der Wirkungsgrad schon bei dieser einfachen Anordnung erheblich weiter steigern läßt, als bei dem mit Gleichstrom betriebenen Poulsen-Generator. — — —“

Daß diese Mitteilung von einem geringeren Wirkungsgrade des mit Gleichstrom betriebenen Poulsen-Generators nicht stichhaltig ist, geht aus folgendem hervor:

In den erwähnten Versuchen von H. Rukop und J. Zenneck war bei einer Frequenz von 12000 der größte erreichte Wirkungsgrad 48,7% und bei 24000 38% (man bemerke die Abnahme des Wirkungsgrades mit mit der Steigerung der Frequenz). Schon in seiner ersten deutschen Patentschrift Nr. 162945 (angemeldet 1903, ausgegeben 1905) teilt Poulsen beispielsweise folgende erhaltene Wirkungsgrade seines Generators mit, nämlich bei einer Frequenz von 450000 ca. 32%, bei 50000 aber ca. 50%; mit einem Wirkungsgrad von ungefähr dieser Größe arbeitet auch der Generator in den Poulsen-Großstationen.

Kopenhagen, 16. Januar 1915.

Chr. K. Brandt[1]).
Ingenieur bei „Det Kontinentale Syndikat for Poulsen Radio-Telegrafi“ A/S.

1) Wir behalten uns vor, eine eventuelle Erwiderung von Prof. Zenneck, der im Felde steht und augenblicklich nicht erreichbar ist, später zu veröffentlichen. Die Red.

(Eingesandt 16. Januar 1915.)



## Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

**Réception des Signaux radiotélégraphiques** transmis par la Tour Eiffel. Broch. in-8 (23-14) de IV + 89 pages avec une planche. — 2^e^ édition; 1913. 2 F. 75

**Signaux horaires et Radiotélégrammes météorologiques** transmis chaque jour par la Tour Eiffel. Broch. in-8 (28-19) de 14 pages, avec modèles de tableaux; octobre 1913. 1 F. 25

**Carnet d'Observations** pour l'inscription des Radiotélégrammes météorologiques transmis chaque jour par la Tour Eiffel. In-8 (28-19) de 112 pages contenant des tableaux d'observations pour 50 jours; 1913. 2 F.

Gauthier-Villars, Éditeur, imprimeur-libraire du bureau des longitudes, 55, Quai des Grands-Augustins, Paris.

**Elektroindustrie,** VII. Jahrg., 1—5. 1915. Fachschriften-Verlag A.-G., Zürich. (Eingesandt 15. März 1915.)

---

## Literaturverzeichnis.

**Chavannes, Roger,** Bull. Schweiz. Elektrot. Verein Nr. 2, 17. 1915. Calculs de transformateurs.

**Chireix, H.,** La Lum. Él. Nr. 6, 137. 1915. Note sur les inductances bobinées sous forme de tores.

**Cohen, Louis,** Electrical World 65, Nr. 5, 286. 1915. The electrical constants of antennas. (Accurate formulas for determining inductance and capacity of aerials and frequency of oscillations in radiotelegraphy.)

**Droysen, Otto,** Ann. Phys. 46, 449. 1915. Funkendämpfung und Löschwirkung bei kürzeren Wellenlängen.

**Edler, R.,** Helios Nr. 9, 10. 1915. Fortschritte im Transformatorenbau.

**Love, A. E. H.,** Proc. Roy. Soc. Nr. A. 627, 219. 1915. The transmission of electric waves over the surface of the earth (Abstract).

**Nagaoka, H.,** Proc. Tokyo Math. Phys. Soc. (2) 7, 403. 1914. Certain phenomena accompanying the propagation of electric waves over the earth's surface and the ionised layer of the atmosphere.

**Siegbahn, Manne,** Ann. Phys. 46, 298. 1915. Untersuchung über die Schwingungen von Telephonmembranen. II.

**Taylor, A. H.,** Phys. Rev. (2) 4, 435. 1914. Diurnal and annual variations in overland radiotransmission.

**Uller, Karl,** Ber. D. Phys. Ges. Heft 2, 20. 1915. Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen bei kristallinischen Körpern.

(Eingesandt 15. März 1915.)

---

## Bücherbesprechungen.

**Die Kultur der Gegenwart, ihre Entwicklung und ihre Ziele.** Herausgegeben von P. Hinneberg. III. Teil, III. Abt., 1. Band: Physik. Unter Redaktion von E. Warburg bearbeitet von F. Auerbach, F. Braun, E. Dorn, A. Einstein, J. Elster, F. Exner, R. Gans, E. Gehrcke, H. Geitel, E. Gumlich, F. Hasenöhrl, F. Henning,

L. Holborn, W. Jäger, W. Kaufmann, E. Lecher, H. A. Lorentz, O. Lummer, St. Meyer, M. Planck, O. Reichenheim, F. Richarz, H. Rubens, E. v. Schweidler, H. Starke, W. Voigt, E. Warburg, E. Wiechert, M. Wien, W. Wien, O. Wiener, P. Zeeman. Mit 106 Abbildungen im Text. VII und 762 S. Lex. 8. Leipzig, B. G. Teubner, 1915. Geh. M. 22.—, in Lwdbd. M. 24.—, in Halbfranzbd. M. 26.—.

Unter der Leitung von E. Warburg hat sich eine Reihe hervorragendster Forscher aus den verschiedenen Sondergebieten der Physik vereinigt, um in dem vorliegenden Bande einen Überblick über das zu geben, was auf eben diesen Gebieten bislang geleistet worden ist, sowie über die Aufgaben, deren Lösung nunmehr zunächst in Angriff genommen werden muß. Die Physik hat heute eine derartige Stellung erlangt, daß sich ein solcher Überblick wohl rechtfertigt. Ein derartiges Sammelwerk macht selbstverständlich nicht den Anspruch auf die Vollständigkeit eines Lehrbuches. Einem solchen gegenüber bietet es aber den außerordentlichen Vorzug, daß die Darstellung in keiner Weise einseitig ist. Kommen doch in ihm die verschiedensten Richtungen zur Geltung.

Wenngleich sämtliche Aufsätze des Buches gleichermaßen Interesse für jeden Gebildeten haben, so dürfte es die Leser dieses Jahrbuches doch besonders interessieren, zu erfahren, was das Werk auf dem Gebiete der Elektrizitätslehre bringt. Ich führe deshalb die Überschriften dieser Aufsätze, soweit sie mit dem Gebiete dieses Jahrbuches in engerer Beziehung stehen, hier an. Zunächst berichtet Franz Richarz über die Entwicklung der Elektrizitätslehre bis zum Siege der Faradayschen Anschauungen. Hieran schließt sich ein Aufsatz von Ernst Lecher über die Entdeckungen von Maxwell und Hertz. Es folgt ein Aufsatz von H. A. Lorentz über die Maxwellsche Theorie und die Elektronentheorie. Über ältere und neuere Theorien des Magnetismus schreibt R. Gans. E. Gumlich behandelt die Energie degradierenden Vorgänge im elektromagnetischen Feld. Ferdinand Braun schreibt über die drahtlose Telegraphie, Max Wien über Schwingungen gekoppelter Systeme und H. Starke über das elektrische Leitungsvermögen.

Schon dieser kurze Auszug aus dem Inhaltsverzeichnisse dürfte genügen, um zu zeigen, daß Theorie und Experimentalphysik gleichermaßen berücksichtigt werden, und daß auf allen Gebieten Forscher zu Worte kommen, deren Namen weithin den besten Klang haben.

Hervorgehoben zu werden verdient, daß auch der historische Gesichtspunkt überall eine eingehendere Berücksichtigung findet, als es leider sonst zumeist der Fall ist, und daß die Darstellung durchweg so leichtfaßlich gehalten ist, daß jeder allgemein Gebildete imstande sein dürfte, den Verfassern ohne größere Mühe zu folgen.

Auch als Nachschlagewerk kann das Buch gute Dienste leisten. Diesem Zwecke würde es allerdings noch besser dienen können, wenn der bedauerlicherweise herrschenden Ansicht, ein Register sei eine zu vernachlässigende Größe, nicht auch hier gehuldigt worden wäre. Dies gilt vor allen Dingen von dem Namenregister. Auch die Wahl einer größeren Schriftgattung für die erfreulicherweise sehr zahlreichen Marginalien hätte Referent gern gesehen, doch dürften einer solchen technische Bedenken entgegengestanden haben. Diese kleinen Mängel fallen aber angesichts der vielen guten Eigenschaften des sonst auch vortrefflich ausgestatteten Buches nicht allzu schwer ins Gewicht. Das Werk wird sicherlich die ihm gebührende große Verbreitung finden und der Physik viele neue Freunde gewinnen. Iklé.

(Eingesandt 25. März 1915.)

Band 9. Heft 6.

# Jahrbuch
der
# drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit
von
Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Prof. **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Auguste Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Leut. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung
von
**Prof. Dr. J. Zenneck**
herausgegeben
von
**Dr. Gustav Eichhorn**
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1915.

*Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.*



Ausgegeben im Juni 1915.

# Inhalt.



Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

# Jahrbuch

der

# drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 9. 1915. Heft 6.

Von unseren Mitarbeitern starben bisher den Heldentod fürs Vaterland:

**Dr. Ing. Fr. Erb,** Vorstand des Marinebureau der Telefunken-Gesellschaft, Reserveleutnant eines Dragonerregiments, gefallen am 9. August 1914 bei Mülhausen i. Els.

**Prof. Dr. Br. Glatzel,** Professor a. d Techn. Hochschule in Charlottenburg, Oberleutnant der Reserve der bayr. Armee, gefallen 8. Oktober 1914 vor Verdun.

**Dr. Ing. H. Rein,** Vorstand des funkentelegr. Laboratoriums der C. Lorenz A.-G., Oberleutnant der Reserve, Ritter des Eisernen Kreuzes, gefallen am 11. April 1915 bei Verdun.

Die Verstorbenen gehörten zu den hervorragendsten Pionieren unseres Gebietes, deren Verlust wir auf das schmerzlichste beklagen. Aber auch diese in freudiger Hingabe für das Vaterland gebrachten Opfer werden nicht vergebens gewesen sein; auch sie dienen dazu, Deutschlands reine Größe durchzusetzen gegen eine ruchlose Politik unserer Feinde.

Eichhorn.

# Energieverhältnisse ungedämpfter elektrischer Schwingungen in zwei gekoppelten Oszillationskreisen.

Von **B. Macků.**

Der Grund, warum ich mich mit der vorliegenden Frage beschäftigt habe, liegt in folgendem. Jede Hochfrequenzmaschine stellt infolge des notwendigen Vorhandenseins des Eisens einen stark gedämpften Oszillationskreis dar, d. h. ein sehr großer Teil der in dem Oszillationskreise der Hochfrequenzmaschine aufgespeicherten Energie wird pro jede Periode nutzlos in Wärme verwandelt. Es entsteht jetzt die Frage, ob es möglich ist bzw. wie es möglich ist, diese Verluste zu verkleinern. Der am nächsten liegende Weg ist der, die in der Hochfrequenzmaschine entstandene schwingende Energie dieser möglichst rasch zu entnehmen, was aber am besten durch einen an die Hochfrequenzmaschine gekoppelten Oszillationskreis geschehen kann. Es handelt sich dann darum, die Bedingungen der vorteilhaftesten Konstruktion der Kreise zu finden.

Sind zwei Oszillationskreise miteinander gekoppelt, dann entstehen in denselben Oszillationen (Koppelungsoszillationen) von anderen Schwingungszahlen und Dämpfungen als die eigenen Oszillationen der Kreise besitzen. Es kann somit scheinen, daß die gestellte Aufgabe gelöst wird, wenn man diejenige Bedingungen findet, unter welchen eine der Koppelungsoszillationen möglichst schwach gedämpft wird und die Verhältnisse dann so wählt, daß die Schwingungszahl der ungedämpften Oszillationen der Schwingungszahl einer dieser Koppelungsoszillationen gleich wäre. Die Aufgabe ist aber nicht so einfach. Denn, soll ein System als ein schwachgedämpftes betrachtet werden, dann genügt es noch nicht, daß eine der Koppelungsoszillationen schwach gedämpft wäre, sondern es muß auch die Energie dieser Oszillationen groß gegenüber der Energie der starkgedämpften sein.

Die hier enthaltene Schwierigkeit, die Aufgabe auf diesem Wege zu lösen, äußert sich in dem Ausdrucke für die Dämpfungen der Koppelungsoszillationen [1]) darin, daß dieselben nicht nur von der Differenz der Schwingungszahlen der nichtgekoppelten Kreise, sondern auch von dem Koppelungskoeffizienten desselben abhängig sind.

Es muß somit ein anderer Weg eingeschlagen werden. Am besten eignet sich derjenige, bei welchem man verschiedene hier auftretende Energien in Betracht zieht.

1) Siehe B. Macků, Jahrb. **3**, 332, Formel (13).

Wegen der Vereinfachung der Rechnungen wird in denselben die Hochfrequenzmaschine nur durch einen einzigen Schwingungskreis (nämlich denjenigen von größter Schwingungszahl) repräsentiert.

Bedeutet

$$E = E_0 \sin \omega t$$

die elektromotorische Kraft der Quelle der ungedämpften Oszillationen, dann gilt für zwei gekoppelte Oszillationskreise:

$$L_1 \frac{dJ_1}{dt} + R_1 J_1 + \frac{1}{C_1} \int J_1 \, dt = E + M \frac{dJ_2}{dt}$$

$$L_2 \frac{dJ_2}{dt} + R_2 J_2 + \frac{1}{C_2} \int J_2 \, dt = M \frac{dJ_1}{dt}$$

oder

$$V_1'' + 2 \delta_1 V_1' + b_1 V_1 = b_1 E + k_{12} V_2''$$
$$V_2'' + 2 \delta_2 V_2' + b_2 V_2 = k_{21} V_1''$$

wenn gesetzt wird:

$$J_1 = C_1 V_1' \qquad J_2 = C_2 V_2'$$

$$\delta_1 = \frac{R_1}{2 L_1} \qquad \delta_2 = \frac{R_2}{2 L_2}$$

$$b_1 = \frac{1}{L_1 C_1} \qquad b_2 = \frac{1}{L_2 C_2}$$

$$k_{12} = \frac{M C_2}{L_1 C_1} \qquad k_{21} = \frac{M C_1}{L_2 C_2}$$

$$k^2 = k_{12} k_{21}$$

Für den stationären Zustand gilt dann

$$V_1 = E_1 \sin(\omega t + \varepsilon_1) \qquad J_1 = C_1 E_1 \omega \cos(\omega t + \varepsilon_1)$$
$$V_2 = E_2 \sin(\omega t + \varepsilon_2) \qquad J_2 = C_2 E_2 \omega \cos(\omega t + \varepsilon_2)$$

wo:

$$E_1^{\,2} = \frac{(b_2 - \omega^2)^2 + 4 \delta_2^{\,2} \omega^2}{P^2 + Q^2} b_1^{\,2} E_0^{\,2}$$

$$E_2^{\,2} = k^2 \frac{L_2}{L_1} \frac{\omega^4}{P^2 + Q^2} b_2^{\,2} E_0^{\,2}$$

$$\operatorname{tg} \varepsilon_1 = - \frac{(b_2 - \omega^2) Q - 2 \delta_2 \omega P}{(b_2 - \omega^2) P + 2 \delta_2 \omega Q}$$

$$\operatorname{tg} \varepsilon_2 = - \frac{Q}{P}$$

$$P = (b_1 - \omega^2)(b_2 - \omega^2) - 4 \delta_1 \delta_2 \omega^2 - k^2 \omega^4$$
$$Q = 2 \omega \{\delta_1 (b_2 - \omega^2) + \delta_2 (b_1 - \omega^2)\}$$

Die im Primärkreise ($W_1$) und Sekundärkreise ($W_2$) pro jede Periode verbrauchte Energie ist

$$W_1 = R_1 \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} J_1^2 \, d\,t = \frac{\pi\,\omega\,\delta_1}{L_1} \frac{(b_2 - \omega^2)^2 + 4\,\delta_2^2\,\omega^2}{P^2 + Q^2} E_0^2$$

$$W_2 = R_2 \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} J_2^2 \, d\,t = \frac{\pi\,\omega\,\delta_2}{L_1} \frac{k^2\,\omega^4}{P^2 + Q^2} E_0^2$$

Und die im ganzen Systeme verbrauchte Energie:

$$W = W_1 + W_2 = \frac{\pi\,\omega}{L_1} \frac{\delta_1 \{(b_2 - \omega^2)^2 + 4\,\delta_2^2\,\omega^2\} + k^2\,\delta_2\,\omega^4}{P^2 + Q^2} E_0^2$$

Die ganze im Primärkreise ($U_1$) und Sekundärkreise ($U_2$) aufgespeicherte Energie (wenn man sie als maximale elektrische berechnet) ist:

$$U_1 = \tfrac{1}{2}\,C_1\,E_1^2 = \frac{1}{2\,L_1} \frac{(b_2 - \omega^2)^2 + 4\,\delta_2^2\,\omega^2}{P^2 + Q^2} b_1\,E_0^2$$

$$U_2 = \tfrac{1}{2}\,C_2\,E_2^2 = \frac{1}{2\,L_1} \frac{k^2\,\omega^4}{P^2 + Q^2} b_2\,E_0^2$$

und die im ganzen Systeme aufgespeicherte Energie

$$U = U_1 + U_2 = \frac{1}{2\,L_1} \frac{b_1 \{(b_2 - \omega^2)^2 + 4\,\delta_2^2\,\omega^2\} + k^2\,b_2\,\omega^4}{P^2 + Q^2} E_0^2$$

Da das logarithmische Dekrement der Oszillationen eines einfachen Oszillationskreises auch (bei kleiner Dämpfung) als der Quotient aus derjenigen Energie, welche pro Periode verbraucht wird (in Wärme, Strahlung usw. umgewandelt) und der im Schwingungskreise aufgespeicherten Energie, gegeben werden kann, werde ich im folgenden unter dem logarithmischen Dekrement des ganzen Systemes den durch den oben genannten Quotient definierten Ausdruck[1]) verstehen (passendere Benennung für ihn wäre etwa der „Umwandlungsfaktor“).

In unserem Falle ergibt sich für das so definierte logarithmische Dekrement des Systemes:

1) Es ist vielleicht nicht überflüssig, darauf aufmerksam zu machen, daß dieser Quotient auch von den wirklich durchlaufenden Oszillationen abhängig sein kann, als daß er bei Fortdauer der ungedämpften Oszillationen und beim Abklingen derselben, wenn die Wirkung der Quelle aufhört, verschieden ausfallen wird.



$$\varDelta = \frac{\omega\,\delta_1}{b_1}\,\frac{1+\dfrac{\delta_2}{\delta_1}\,\dfrac{k^2\omega^4}{(b_2-\omega^2)^2+4\,\delta_2{}^2\,\omega^2}}{1+\dfrac{b_2}{b_1}\,\dfrac{k^2\omega^4}{(b_2-\omega^2)^2+4\,\delta_2{}^2\,\omega^2}}$$

Dieser Ausdruck wird am kleinsten ausfallen (wenn $\delta_2$ bedeutend kleiner als $\delta_1$ ist), und zwar wird er sich dem Werte $\frac{\delta_2}{b_2}$ nähern, wenn $(b_2-\omega^2)^2+4\,\delta_2{}^2\,\omega^2$ gegenüber $k^2\omega^4$ klein wird.

Diese Bedingung verlangt aber

1. Die Schwingungszahl des ungekoppelten Sekundärkreises soll möglichst nahe der Schwingungszahl der ungedämpften Oszillationen stehen, d. h. $b_2=\omega^2$.

2. Die Koppelung soll stark sein (midestens gegenüber einer Verstimmung des Sekundärkreises).

Für den Fall, daß

$$b_2=\omega^2$$

ist, bekommt man

$$\varDelta = \frac{\delta_2\,\omega}{b_2}\,\frac{1+\dfrac{4\,\delta_1\,\delta_2}{k^2\omega^2}}{1+\dfrac{b_1}{b_2}\,\dfrac{4\,\delta_2{}^2}{k^2\omega^2}}$$

Wenn also auch die Koppelung genügend stark ist, dann entscheidet von dem Dekremente des ganzen Systems das Dekrement des schwächer gedämpften Sekundärkreises.

Was die Abhängigkeit des Dekrementes $\varDelta$ von der relativen Größe des $b_1$ und $b_2$ betrifft, so ist klar, daß diese infolge der Kleinheit des Ausdruckes $\frac{4\,\delta_2{}^2}{k^2\omega^2}$ sehr gering ist, jedoch nimmt das Dekrement mit abnehmendem $b_1$ auch ab. Für den Spezialfall $b_2=\omega^2$, $b_1=0$ bekommt man

$$\varDelta = \frac{\delta_2\,\omega}{b_2}\left(1+\frac{4\,\delta_1\,\delta_2}{k^2\omega^2}\right)$$

Ebenso wie die Größe des Dekrementes des ganzen Systemes, ist wichtig das Verhältnis ($\eta$) der im Sekundärkreise und im Primärkreise verbrauchten Energie. Denn ein kleines Dekrement hat gar keinen Wert, wenn der größte Teil der verbrauchten Energie unnütz im Primärkreise in Wärme umgewandelt wäre. Besteht nämlich die Dämpfung des Sekundärkreises in erster Linie aus seiner Strahlung, dann gibt das angeführte Verhältnis auch das Verhältnis der aus-

genützten (in Strahlung umgesetzten) Energie der Oszillationen gegenüber derjenigen, welche nutzlos im Primärkreise in Wärme umgewandelt wird. Aber auch in dem Falle, daß nur ein Teil der im Sekundärkreise verbrauchten Energie ausgestrahlt wird, steigt die Ökonomie des Systems, wenn der Quotient $\eta$ steigt.

Aus früheren Gleichungen findet man

$$\eta = \frac{W_2}{W_1} = \frac{\delta_2}{\delta_1} \frac{k^2 \omega^4}{(b_2 - \omega^2)^2 + 4\, \delta_2^{\,2} \omega^2}$$

Aus dieser Form des Ausdruckes ist ersichtlich, daß die Bedingung für das kleinste Dekrement des Systems identisch ist mit der, daß von der ganzen in dem Systeme verbrauchten Energie möglichst viel im Sekundärkreise umgewandelt wird, also daß mit abnehmenden Dekrementen des ganzen Systemes auch die Ökonomie des Systemes steigt.

Es sei noch der Quotient ($\varepsilon$) der im Primär- und Sekundärkreise aufgespeicherten Energie bestimmt. Es ist

$$\varepsilon = \frac{b_2}{b_1} \frac{k^2 \omega^4}{(b_2 - \omega^2)^2 + 4\, \delta_2^{\,2} \omega^2}$$

oder mit Rücksicht auf die vorige Gleichung:

$$\varepsilon = \frac{\delta_1 b_2}{\delta_2 b_1} \eta$$

Diese Relation gibt die erwartete Erscheinung, daß bei kleinem Dekremente des Systemes die Energie hauptsächlich nur im schwachgedämpften Sekundärkreise aufgespeichert bleibt.

Wir betrachten noch den Ausdruck für die ganze verbrauchte Energie, denn dieser Ausdruck charakterisiert die Leistung des Systemes. Es ist:

$$W = \frac{\pi \omega}{L_1} \frac{\delta_1 \{(b - \omega^2)^2 + 4\, \delta_2^{\,2} \omega^2\} + k^2 \delta_2 \omega^4}{\{(b_1 - \omega^2)(b_2 - \omega^2) - 4\, \delta_1 \delta_2 \omega^2 - k^2 \omega^4\}^2 + 4\, \omega^2 \{\delta_1 (b_2 - \omega^2) + \delta_2 (b_1 - \omega^2)\}^2} E_0^{\,2}$$

Zeichnet man diesen Ausdruck als Funktion von $\omega$ graphisch auf, und zwar für verschiedene Werte von $b_1$ ($b_2$ gleich behaltend), dann bekommt man die Kurven, welche schematisch in Fig. 1 dargestellt sind, und zwar gilt

$$\begin{aligned} &\text{I für } b_1 > b_2 \\ &\text{II } ,, \ b_1 < b_2 \\ &\text{III } ,, \ b_1 = 0 \end{aligned}$$

Für den günstigsten Fall

$$b_2 = \omega^2$$

befindet man sich immer bedeutend weit von dem Maximum der Kurve [ja sogar in der Nähe des Minimums, wenn es ein solches gibt], und zwar desto weiter je stärker die Koppelung ist. Dieses Ergebnis sagt aber, daß für den günstigsten Fall (d. h. wenn das Dekrement am kleinsten ist) die Leistung des Systemes klein ist, und diese könnte nur durch unangenehme Vergrößerung der elektromotorischen Kraft $E_0$ gesteigert werden.

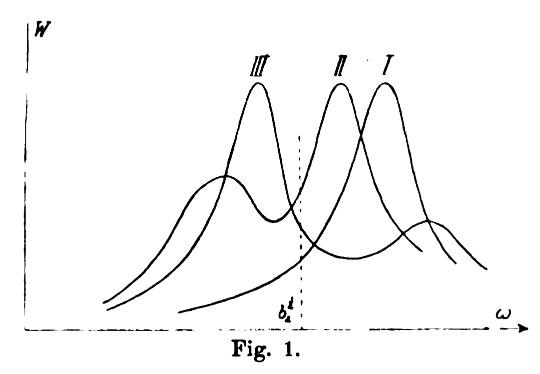



Fig. 1.

Aus diesem Grunde stellen wir uns die Frage, wie weit die von uns verlangten Verhältnisse (d. h. kleines Dekrement und möglichst großes Verhältnis der im Sekundär- und Primärkreise verbrauchten Energie) bestehen bleiben, wenn man die günstigste Bedingung $b_2 = \omega^2$ nicht erfüllt, aber $\omega$ so wählt, daß man annähernd das Maximum der Leistung (d. h. $W$) bekomme.

Wird $W$ als Funktion von $\omega$ dargestellt, dann stellt es die Resonanzkurve des Systemes dar, und für die Maxima derselben gilt[1]) (mit einer für uns hinreichenden Genauigkeit)

$$\omega^2 = \frac{b_1 + b_2}{2(1-k^2)} \left\{ 1 \pm \sqrt{k^2 + (1-k^2)\left(\frac{b_1 - b_2}{b_1 + b_2}\right)^2} \right\}$$

Wir beschränken uns auf drei Spezialfälle, nämlich daß:

1. $b_1 = 0$ 2. $b_1 = b_2$ 3. $b_1 = 2\,b_2$

auch setzen wir die Koppelung so stark voraus, daß $(b_1 - \omega^2)^2$ groß gegenüber $4\,\delta_2{}^2\,\omega^2$ wird, so daß man dieses näherungsweise vernachlässigen kann. Außerdem beschränken wir uns auf das, dem Werte $\omega^2 = b_2$ nähere Maximum (d. h. auf das in unseren Fällen höhere Maximum).

1) B. Macků, l. c. S. 333.

1. Für den ersten Fall resultiert

$$\omega^2 = \frac{b_2}{1 - k^2}$$

$$\Delta = \frac{\delta_2 + k^2 \delta_1}{b_2} \omega$$

$$\eta = \frac{\delta_2}{k^2 \delta_1}$$

Da auch bei starker Koppelung $k^2$ gegenüber 1 genügend klein bleibt, bekommt man hier sehr günstige Verhältnisse.

Dieser Spezialfall wird dadurch realisiert, daß man die Wickelung der Maschine kurz schließt und den sekundären Oszillationskreis mit derselben induktiv koppelt. Zu demselben Falle gelangt man aber auch, wenn man direkt an die Wickelung einen solchen Oszillationskreis anschließt, dessen Induktionskoeffizient bedeutend größer als derjenige der Maschinenwickelung gewählt wird. (D. h. die Hochfrequenzmaschine kann auch ohne Zuhilfenahme eines besonderen Schwingungskreises dadurch schwach gedämpft gemacht werden, wenn der Schwingungskreis — bzw. Schwingungskreise — gegenüber der Maschinenwickelung möglichst große Induktion besitzt. Die Kapazität wird dann klein, das Potential hoch, die Ströme in der Wickelung aber [von denen die Dämpfung in erster Linie abhängig ist] fallen dabei bei derselben Oszillationsenergie kleiner aus.)

2. Für den zweiten Fall, d. h.

$$b_1 = b_2 = b$$

resultiert

$$\omega^2 = \frac{b}{1 - k}$$

$$\Delta = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2b} \omega$$

$$\eta = \frac{\delta_2}{\delta_1}$$

Beide Verhältnisse sind somit in diesem Falle weniger günstig, das Dekrement ist nur auf etwa den halben Wert gesunken ($\delta_1 > \delta_2$ vorausgesetzt) und es wird weit mehr Energie im Primär- als im Sekundärkreise verbraucht.

3. Endlich für den dritten Fall

$$b_1 = 2 b_2$$

bekommt man, wenn man höhere Potenzen von $k^2$ gegen 1 vernachlässigt:

$$\omega^2 = \frac{b_2(1 - 2k^2)}{1 - k^2}$$

$$\Delta = \frac{k^2 \delta_1 + (1 - 2k^2)^2 \delta_2}{2 + (1 - 2k^2)^2} \omega$$

$$\eta = \frac{\delta_2}{\delta_1} \frac{(1 - 2k^2)^2}{k^2}$$

Also auch in diesem Falle treten günstige Verhältnisse ein.

Aus den betrachteten Spezialfällen kann man schließen, daß die günstigen Verhältnisse auch beibehalten bleiben für den Fall, wenn man $b_2$ so ändert, bis das Maximum der Leistung erreicht wird, vorausgesetzt aber, daß $b_1$ von $b_2$ möglichst verschieden gewählt wird.

Resumé. Es wird bewiesen, daß durch stärkere Koppelung eines schwach gedämpften Oszillationskreises an starkgedämpftes ein schwachgedämpftes System für ungedämpfte Schwingungen erhalten werden kann. Dieses System hat dann die Eigenschaft, daß der größte Teil der gesamten verbrauchten Energie im Sekundärkreise verbraucht (ausgestrahlt) wird. Die Leistung des Systemes kann auch bis zum Maximum gesteigert werden. Die notwendigen Bedingungen für diese Verhältnisse werden abgeleitet.

Bemerkung 1. Die Betrachtungen wurden aus dem Gesichtspunkte geführt, daß die Quelle der ungedämpften Oszillationen eine Hochfrequenzmaschine ist. Es ist aber nicht ausgeschlossen, ja sogar sehr wahrscheinlich, daß dieselben günstigen Verhältnisse unter denselben Bedingungen auch bei einem Lichtbogengenerator erzielt werden können.

Bemerkung 2. Die Frage darüber, ob der Sekundärkreis direkt durch eine Antenne ersetzt werden kann, ohne dabei auf praktische Schwierigkeiten zu stoßen, kann in erster Linie praktisch gelöst werden, und wird darum endgültig nicht beantwortet.

Zusatz während der Korrektur. Um die Entstehung irgend einer falschen Meinung über die Wirkungsweise der oben angeführten Anordnung zu vermeiden sei noch folgendes bemerkt:

Die Hinzufügung eines besonderen Kreises (bzw. die Wahl des sub. 1 angeführten Spezialfalles) führt zu Verkleinerung der Verluste prinzipiell dadurch, daß die Stromintensität in Maschinenwickelung verkleinert wird. Dadurch wird aber auch der Drehmoment und somit die von der Maschine aufgenommene Energie kleiner, und die Leistung

der Maschine wird sinken, oder aber man muß die Maschinenströme bis zu einer gewissen Stärke ansteigen lassen, wenn die Maschine die vorgeschriebene Energie aufnehmen soll.

Könnte somit die Maschine so arbeiten, daß die ihr pro Periode entzogene Energie (durch Strahlung und Verluste) etwa gleich der in derselben vorhandenen sein sollte, dann hätte die oben angegebene Anordnung gar keinen Wert. In diesem Falle wäre aber die Dämpfung so groß, daß man von einer Abstimmung (des Schwingungskreises der Maschine an ihre Touren) überhaupt nicht reden kann. Das Vorhandensein einer Abstimmung verlangt notwendig, daß die pro Periode entzogene Energie wesentlich kleiner als die vorhandene wäre. Diese aufgespeicherte Energie umwandelt sich aber fortwährend aus einer elektrostatischen in magnetische und umgekehrt und gerade die Verluste bei dieser Umwandlung können durch angegebene Anordnung verkleinert werden.

Brünn, böhmische technische Hochschule.

(Eingesandt 15. Januar 1914).

Adresse des Autors: Brünn, Eichhorngasse 85.

# Der Widerstand von radiotelegraphischen Antennen.

Von L. W. Austin.

Nach der Theorie beträgt der Anteil am Widerstand einer geerdeten Antenne infolge ihrer Strahlung:

$$R_r = 160\,\pi^2 \frac{h^2}{\lambda^2}\ ^{1})$$

oder ungefähr:

$$1600 \frac{h^2}{\lambda^2}$$

wo $h$ die Höhe von der Erde bis zum Kapazitätszentrum der Antenne bedeutet unter der Annahme, daß die Erde unter der Antenne ein guter Leiter wie Salzwasser ist. Meistens ist bei Landstationen die wirksame Höhe kleiner als die wirkliche Höhe, sehr oft nur halb so groß. In allen Antennen muß jedoch der Strahlungswiderstand nach der Theorie mit dem Quadrat der Wellenlänge abnehmen.

C. Fischer[2]) hat zuerst bemerkt, daß in gewissen Fällen der

1) Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie 1913, S. 202.

2) Phys. Ztschr. 1911, S. 295.

Antennenwiderstand wächst mit wachsender Periode durch Einschaltung von Selbstinduktion. Der Verlauf dieser Erscheinung wurde am U. S. Naval Radio Laboratory studiert, und die Resultate wurden veröffentlicht [1]).

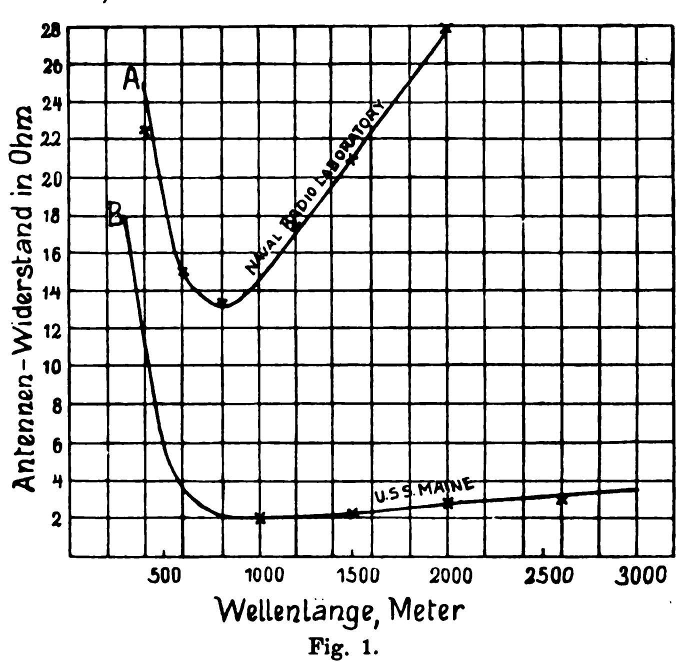



Fig. 1.

In Fig. 1 zeigt *A* die Widerstands-(exklusive der Selbstinduktion) Kurve der Antenne des Naval Laboratory vom Bureau of Standards und *B* diejenige des U. S. S. Maine. Die erstere ist typisch für eine Landstation mit schlechter Erde; die Kurve fällt rapid, wenn der wahre Strahlungswiderstand mit wachsender Wellenlänge abnimmt, steigt dann aber wieder in einer geraden Linie, wenn die Wellenlänge weiter vergrößert wird. Die Maine-Kurve zeigt den gleichen Abfall bei den kürzeren Wellenlängen, gefolgt von einem sehr geringen Ansteigen.

Fig. 2 zeigt den Antennenwiderstand der Großstation Arlington, Va., bei geerdeten Antennentürmen. Hier ist fast kein Anwachsen mit wachsender Wellenlänge vorhanden, was zeigt, wie vollkommene

1) Proc. Wash. Ac. I, S. 9, 1911 u. Bull. Bur. Stand. IX, S. 65, 1911. Sonderdruck 189.

Erdung durch die Benutzung eines ausgedehnten Erddrahtnetzes erzielt werden kann.

Bis jetzt wurde keine befriedigende Erklärung für das Steigen der Antennenwiderstandskurve gegeben, wenn es auch sicher war, daß die Erdung etwas damit zu tun hatte. Versuche von H. True[1]) zeigen jedoch, daß der Erdwiderstand, konstatiert durch Methoden von Potentialabfall, größer ist bei kurzen als bei großen Wellenlängen.

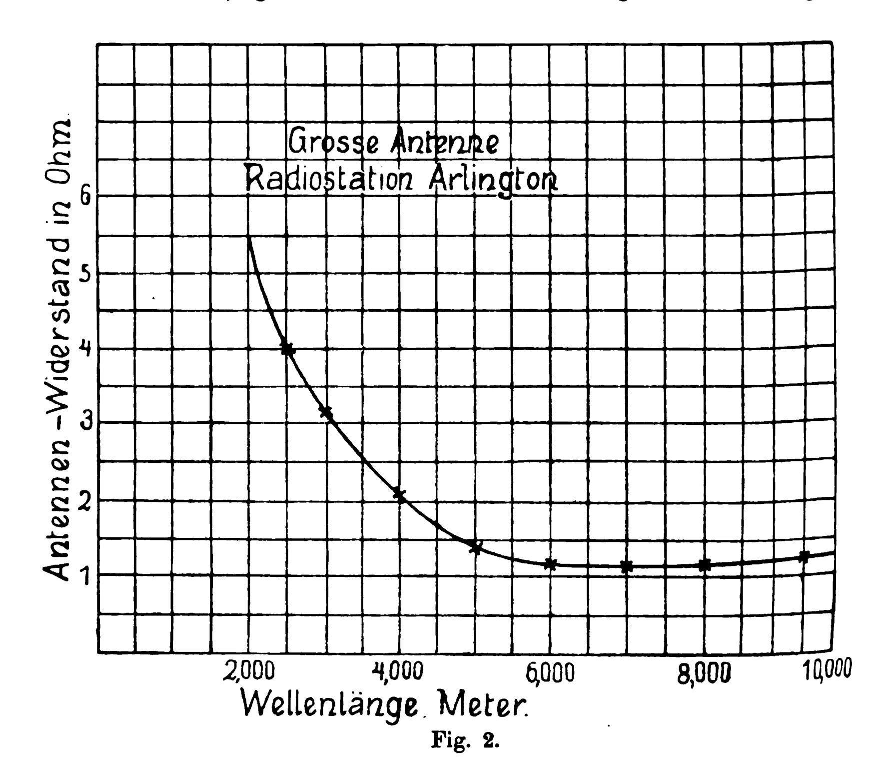



Fig. 2.

Wenn wir aber die Erde eher als Dielektrikum denn als Leiter betrachten und sie als einen Teil des totalen Dielektrikums ansehen, das liegt zwischen der Antenne, als obere Platte eines Kondensators, und dem Grundwasser, als untere Kondensatorplatte, so gelangen wir zu einer sehr wahrscheinlichen Erklärung der besonderen Form vieler Antennenwiderstandskurven. Denn es ist wohlbekannt, daß für ein un-

1) Jahrb. 5, 125, 1911.

vollkommenes Dielektrikum sein äquivalenter Widerstand mit wachsender Wellenlänge zunimmt.

Als ein Beispiel von Versuchen[1]) ist in Fig. 3 der äquivalente Widerstand eines gewissen Glaskondensators von ca. 0,002 M-F. Kapazität dargestellt; derselbe ist für verschiedene Wellenlängen bestimmt

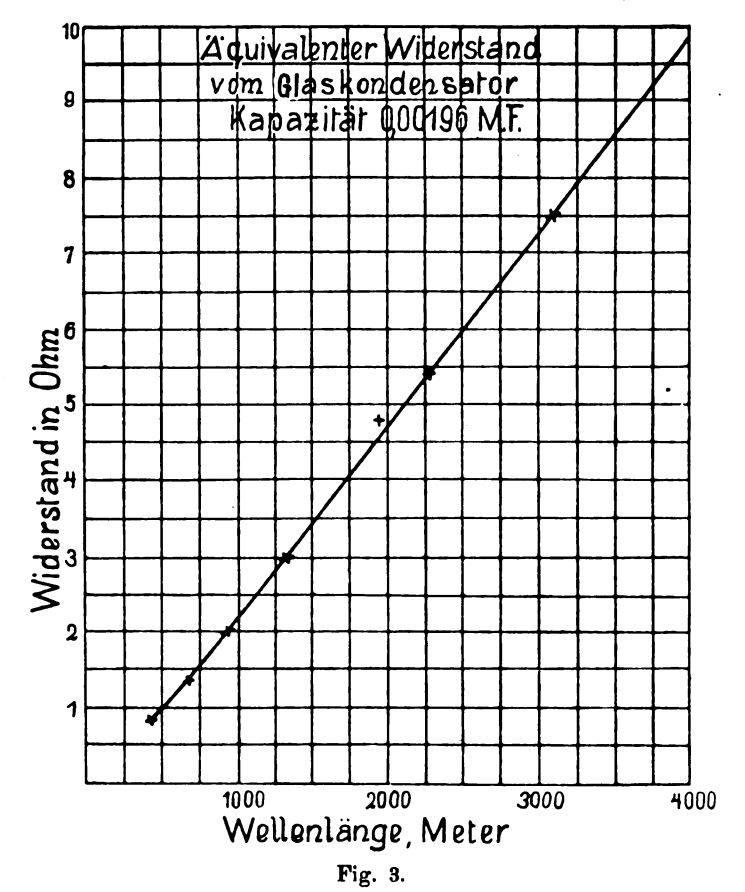



Fig. 3.

durch Einschaltung des Kondensators in einen Schwingungskreis, auf den ein in Summerschaltung erregter Wellenmesser einwirkt, wobei der Strom im Schwingungskreis durch ein Thermoelement gemessen wurde. Der Versuchskondensator wurde dann ersetzt durch einen

1) Proc. Inst. Radio Engineers 1, 35, 1913.

variablen Luftkondensator, abgeglichen auf gleiche Kapazität; in Serie mit ihm wird dann soviel Widerstand eingeschaltot bis das Thermoelement den gleichen Hochfrequenzstrom anzeigt wie bei dem Glaskondensator. Dieser Serienwiderstand stellt dann den äquivalenten Widerstand des letzteren dar. Fig. 3 zeigt, daß dieser Widerstand des Glaskondensators in direkter Proportion mit der Wellenlänge wächst, gerade so wie der Widerstand der Antenne am Bureau of Standards über 1500 m Wellenlänge.

Das Steigen der Maine-Widerstandskurve (Fig. 1) ist wahrscheinlich die Folge des Umstandes, daß die Messungen angestellt wurden während das Schiff sich im Dock befand, da es unmöglich ist unter anderen Umständen hinreichend empfindliche Galvanometer zu benutzen. In diesem Falle passiert natürlich ein beträchtlicher Anteil des Feldes durch schlechtes dielektrisches Material bevor es das Wasser erreicht.

U. S. Naval Radiotelegraphie Laboratory, Dezember 1914.

(Nach dem Englischen E.)

(Eingesandt 22. Januar 1915.)

Adresse des Autors: U. S. Naval Laboratory, Navy Department, Washington D. C., U. S. A.

---

## Referate.

# Über ein neues radiotelephonisches System.

Von **Dr.-Ing. Ludwig Kühn.**

In der Elektrot. Ztschr. 1914, Heft 29 habe ich eingehender berichtet über ein von mir erdachtes und — als derzeitiger Ingenieur der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie — in den ersten Monaten 1913 zur praktischen Durchführung gebrachtes radiotelephonisches System, das auf einer Art elektrischen Relaiswirkung beruhend, eine ganz beträchtlich gesteigerte Energieausnutzung zuläßt. Einer freundlichen Aufforderung der Redaktion des Jahrbuches Folge leistend, lasse ich nunmehr an dieser Stelle ein Referat über jene Arbeit folgen und werde ich im großen und ganzen dem Gange der Originalarbeit folgen, um nur an einigen Stellen, dem Charakter des Jahrbuches als spezielles Fachorgan Rechnung tragend, bald etwas kürzend, bald wieder weiter ausgreifend, davon abzuweichen.

Einleitendes.

Vor Auftreten technisch brauchbarer Hochfrequenzmaschinen war die einzige rationelle Methode der Erzeugung der zur Telephonie unbedingt nötigen Energie in Form ungedämpften Hochfrequenzstromes die des nach Dudell-Poulsen geschalteten Wellenstromlichtbogens.

Schon die Energiemenge, die ein rationeller Poulsen-Generator zu liefern vermag, bietet ganz beträchtliche Schwierigkeiten, handelt es sich darum, einen möglichst großen Teilbetrag dieser Energiemenge akustisch zu beherrschen, zu „beeinflussen". Das einzige bisher bestehende Mittel, einem elektrischen Strom, oder besser gesagt, einer elektrischen Energiemenge Schwingungen aufzuoktroyieren, die den sie auslösenden akustischen Schwingungen durchwegs konform sind, ist ein akustisch-mechanisch beeinflußter, loser Kontakt, das Mikrophon. Nun stellt aber jenes, gerade infolge seines ausgesprochenen Charakters eines Kontaktwiderstandes, einen elektrischen Apparat dar von ganz ungemein besckränkter energetischer Aktionsfähigkeit; sind es doch in der normalen Telephonie Bruchteile eines Watts, die im Mikrophon bei akustischer Reizung in reine Wechselstromenergie umgewandelt werden.

Es erwuchsen so im Verlauf der Jahre eine ganz beträchtliche Menge von Früchten des Bestrebens, eine wenigstens für die damaligen disponiblen Energiemengen rationelle Methode zur Telephonie zu schaffen und der einzig durch die Mikrophonfrage bedingten Schwierigkeit gerecht zu werden. Je nach der vorbeabsichtigten Wegesbeschreitung kann man hierbei in großen Zügen zwei grundverschiedene Richtungen unterscheiden.

Die eine derselben, die mir zweifelsohne als die gesündere erscheint, ist die, welche von der richtigen Erwägung ausgeht, daß die Bedingung, welche eine rationelle Methode zu erfüllen hat, nicht nur jene ist, der Antenne eine möglichst große Energie mitzuteilen, sondern — und das ist das wichtigere — jene, daß auch ein möglichst großer Betrag der disponiblen Energie einer akustischen Rythmisierung unterworfen werden kann, denn nur jener „beeinflußte" Energiebetrag kann auf der Empfangsseite über den Detektor im Telephon zur Tonbildung Anlaß geben, während der unbeeinflußte Energiebetrag als „tote" Energie nur Stromwärme im Detektor und Telephon erzeugen kann. Die Bezeichnung: tote Energie ist vielleicht nicht ganz konsequent angesichts der stets mehr oder weniger quadratischen Charakristik gebräuchlicher Detektoren. Doch bleibt zu bedenken, daß jede Vergrößerung der der Antenne zugeführten Energie, also einer solchen

des „Grundstromes“, zwangläufig, will man die Mikrophone vor schädlicher, ihre Wirkung herabmindernder Überlastung schützen, von einer Maßnahme begleitet sein muß, die die Mikrophone in losere Verbindung mit dem energieführenden Teile bringt, also etwa einer zunehmenden Lösung der galvanischen oder induktiven Koppelung beider Glieder. Dadurch wird in demselben Maße die Beherrschungsfähigkeit der Mikrophone herabgesetzt, so daß in der Tat infolge der Unmöglichkeit, die quadratische Charakteristik des Detektors nutzbar zu machen, von der unbeeinflußten Energie als von einer toten gesprochen werden kann.

Es wurden nach dieser Richtung hin die verschiedensten „Schaltungen“ angegeben und teilweise auch ausgeführt, welche stets beabsichtigten, das oder die Mikrophone in solcher Weise mit dem energieliefernden System und der Antenne in Verbindung zu bringen, daß ihre Beeinflussungsfähigkeit möglichst unterstützt und erhöht, ihre elektrische Beanspruchung aber ebenso verringert wird. Gerade in Hochfrequenzkreisen mit ihrer gesteigerten Anpassungsfähigkeit war der erfinderischen Kombinationsgabe ein reiches Feld geboten.

Auf alle jene Schaltungsvarianten auch nur andeutungsweise einzugehen, würde hier natürlich viel zu weit führen; ebenso eine Kritik des jeweils zu erwartenden praktischen Erfolges, ganz abgesehen davon, daß bei vielen Vorschlägen im Vornherein diesen ein solcher entschieden abgesprochen werden muß.

Ich habe selbst nach besagter Richtung fortschreitend, im Sommer 1911 im Dienste der C. Lorenz A.-G. stehend insofern einen guten Erfolg erreicht, als ich die Parallelschaltung von Mikrophonen dadurch möglich machte, daß ich jedem Parallelzweige einen reinen Wechselstromwiderstand (Kapazität) sozusagen als Stabilisator vorschaltete[1]. Es wurden mit dieser Schaltung von Eberswalde nach Frankfurt a. Oder bei einer durchschnittlichen Antennenenergie von 750 Watt durchwegs verständliche Gespräche übermittelt.

Noch im Winter des nächsten Jahres führte ich sodann eine telephonische Gesprächsübermittelung von Nauen nach Norddeich (ca. 400 km) mit großer Empfangslautstärke durch, indem ich eine gewisse Zahl von Mikrophonen als galvanisches Koppelungsglied verwendete des energieliefernden Kreises einerseits und der Antenne andererseits. Jeder dieser beiden Kreise war hierbei einzeln und für

1) Siehe darüber: Rein, Radiotelegraphisches Praktikum. Neue Auflage.

sich auf die Sendefrequenz abgestimmt, was gerade das charakteristische Merkmal dieser Methode ist.

Die Berichte der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie über die praktischen Telephonieerfolge beziehen sich, solange sie vom Winter 1912/13 datieren, auf obiges Schaltungssystem.

Der zweite Weg zur Realisierung einer Radiotelephonie ist durch die Absicht der Konstruktion eines sogenannten „Starkstrommikrophones“ gekennzeichnet.

Dieser Weg ist sicher plausibel, denn mit der endgültigen Lösung des Problemes: Starkstrommikrophon, wäre sofort dem der drahtlosen Telephonie jede Lösungsschwierigkeit genommen.

Es sei im Vornherein gesagt, daß einigen bekannt gewordenen Konstruktionen ein gewisser Wert gewiß nicht abgesprochen werden kann. Aber erfahrungsgemäß kann ich feststellen, daß keine der mir bekannten Konstruktionen mehr als höchstens 1 Kilowatt zu beherrschen vermag. Es kommt eben, wie schon gesagt, nicht darauf an, wieviel Strom ein Mikrophon auszuhalten vermag, sondern einzig darauf, wieviel von dem durchfließenden Strom, oder besser gesagt, wieviel Energie die betreffende Konstruktion bei akustischer Reizung beeinflussen, in Schwankungen versetzen kann. Bei zunehmender Strombelastung wird der Kontaktwiderstand sozusagen „zäher“, die Widerstandsschwankungen also kleiner, bei sonst gleicher Schallwirkung. Einzig und allein diese Erscheinung begrenzt die Aktionsfähigkeit jeglichen Mikrophones und weder die günstigste Konstruktion zur Wärmeabfuhr, noch Wasserstoffkühlung werden — ganz abgesehen von einer beliebigen Steigerung — die beeinflußbare Energiemenge je weit über die angegebene Grenze treiben lassen.

Waren schon zur Zeit, als der Lichtbogen das Feld der ungedämpften Schwingungen beherrschte, die Schwierigkeiten zur Telephonie recht beträchtliche, so versagte jegliche bis dahin angegebene Methode vollkommen von dem Zeitpunkte des Erscheinens technisch brauchbarer Hochfrequenzmaschinen ab; denn von da ab war die Dispositionsmöglichkeit über elektrische Energie in Form ungedämpften Hochfrequenzstromes eine außerordentlich gesteigerte.

Mit zunehmender disponibler Energie müßte man die Zahl der Mikrophone ständig steigern, bis man schließlich an eine obere Grenze kommt, von der ab eine weitere Vergrößerung der Mikrophonzahl nur eine Zunahme des toten Widerstandes bedeutet, und zwar insofern, als die akustische Reizung der menschlichen Stimme nicht mehr ausreicht, sobald sie zu vielen Mikrophonen mitgeteilt werden soll.

So fand ich bei einer Antennenenergie von etwa 7 Kilowatt eine Mikrophonzahl von 72 als völlig unzureichend, indem entweder bei loserer Verkettung zwischen den Mikrophonen und den übrigen energieführenden Teilen die Beeinflussung eine ganz minimale war, oder aber bei festerer die Strombelastung der Mikrophone fast durchwegs ein noch zulässiges Höchstmaß überschritt. Um dem entgegenzutreten, hätte somit die Mikrophonzahl weiter vergrößert werden müssen; unterblieben ist diese Maßnahme angesichts der geringen Aussicht auf die Möglichkeit eine noch höhere Zahl von Mikrophonen genügend akustisch reizen zu können.

Nach dieser Einleitung sei auf das von mir durchgebildete System übergegangen. Bei der Besprechung werde ich einfach den Weg einschlagen, wie ihn der logische Aufbau des Erfindungsgedanken ex se vorweist.

Zu Diensten habe ich mir zwei an sich ganz verschiedene physikalische Erscheinungen gemacht, welche jede einzeln von derselben praktischen Wirkung begleitet, in ihrem Zusammenwirken, ihrer Superposition als eine Art elektrisches Relais schon im vornherein zur Telephonie äußerst tauchlich erscheinen mußten.

Die beiden Erscheinungen müssen hier natürlich getrennt diskutiert werden.

I. Ein in sich geschlossener Eisenkern trage eine Stromwickelung, so daß durch Änderung des durchfließenden Stromes im Eisen beliebige magnetische Zwangszustände herzustellen sind. Gesetzmäßig sind jene gegeben durch die Gleichung:

$$H = \frac{0{,}4\,\pi}{l} \cdot i \cdot w$$

Da nun $B = \mu \cdot H$ und ferner $N = q \cdot B$ wird:

$$N = \frac{0{,}4\,\pi}{l}\, q \cdot i \cdot w \cdot \mu$$

Aus der Differentiation nach der Zeit, und da:

$$e = L \cdot \frac{d\,i}{d\,t} \text{ fließt:}$$

$$L = \frac{0{,}4\,\pi}{l}\, q \cdot w^2 \cdot \mu$$

Die Selbstinduktion $L$ ist somit eine Funktion der Permeabilität $\mu$ und damit eine solche des magnetisierenden Stromes $i$.

Für den Wechselstromausgleich über eine zweite auf den Kern aufgebrachte Wickelung tritt an Stelle der „ballistischen“ Permeabili-

tät $\mu$ der differenzielle Ausdruck: $\mu' = \frac{dB}{dH}$. Da sich nun auch $\frac{dB}{dH}$ über den ganzen Bereich der Magnetisierungskurve ändert, folgt ohne weiteres auch die Abhängigkeit des Wechselstromselbstinduktionskoeffizienten von der Höhe einer zusätzlichen Magnetisierung und damit die Möglichkeit einer durch diese Magnetisierung beliebig variierbaren Wechselstromreaktanz. Freilich tritt durch die Variabilität von $\frac{dB}{dH}$ nicht nur eine Änderung des effektiven Selbstinduktionskoeffizienten bei einer Änderung von $i$ auf, sondern auch eine solche innerhalb jeder Periode im Sinne einer Differenzierung der Halbperiodenwerte. Diese letztere Änderung wird um so größer sein, je größer die Wechselstromkomponente der Magnetisierung im Verhältnis zu dem Totalwerte der letzteren ist.

Solange die periodische Magnetisierung klein bleibt gegen die konstante, ist $\frac{dB}{dH}$ innerhalb eines Cykels praktisch konstant, d. h. mit anderen Worten die Wechselstrommagnetisierungsschleife fällt mit der Verbindungsgeraden ihrer Spitzen zusammen. Tritt dagegen bei ungünstiger Wahl des Verhältnisses der beiden Magnetisierungskomponenten eine zeitliche Änderung der Permeabilität $\mu'$ resp. des Selbstinduktionskoeffizienten ein, so muß sich diese Erscheinung speziell bei der Anwendung zur drahtlosen Telephonie um so ungünstiger bemerkbar machen, in um so höherem Maße sie auftritt. Je mehr dies der Fall ist, um so mehr wird auch der Wechselstrom in seinem effektiven Werte von der durch seine eigene Stärke bedingten Magnetisierung abhängig, also nicht mehr allein von der zusätzlichen Magnetisierung, so daß die beabsichtigte beeinflussende Wirkung der letzteren um so mehr zurücktreteu muß, je größer der Wechselstromwert wird. Letzten Endes müßte bei telephonischer Lautübertragung diese Erscheinung natürlich stets eine mehr oder weniger starke Tonverzerrung zur Folge haben.

Im folgenden kann jedoch von einer weiteren Erörterung dieser schädlichen Erscheinung abgesehen werden, da die sub. II zu besprechende weitere verbessernde Schaltungsmaßnahme ihr Auftreten überhaupt unmöglich macht.

Schaltet man nun eine so beschaffene Selbstinduktion, entsprechend Fig. 1, in einen resonanzfähigen, also mit variabler Kapazität versehenen Kreis, der seinerseits Hochfrequenzenergie über den Koppelungstransformator $K$ von irgendeinem Primärsystem erhält, so hat man

damit ein Mittel an der Hand, durch beliebige Einstellung des Gleichstromwertes $\bar{i}$ beliebige Selbstinduktionswerte herzustellen, also den Kreis entweder auf die als konstant anzusehende Frequenz in Resonanz zu bringen, oder aber, war der Kreis für $\bar{i} = 0$ bereits in Resonanz, zu verstimmen.

Der Wechsel- resp. Hochfrequenzstrom ist also durch die vorgenommene Maßnahme in eine bestimmte Abhängigkeit gebracht von der variablen Zusatzmagnetisierung $\bar{i}$.

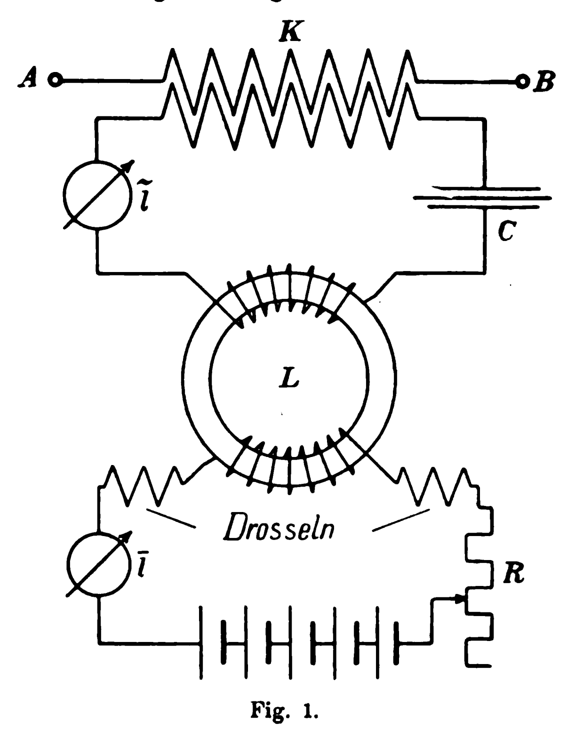



Fig. 1.

Unter welchen Bedingungen wird nun diese Abhängigkeit, also die „Beeinflussungsmöglichkeit", zu einem Optimum?

Vor allem wird sie um so größer sein, je kleiner die Dämpfung des Schwingungskreises ist, denn die Impedanzänderung ist prozentual um so größer, je kleiner der Widerstand ist.

Auch spielt der Grad der Koppelung, d. i. der elektromagnetischen Verkettung mit dem Primärsystem theoriegemäß eine wichtige Rolle und ebenso das Verhältnis des Mittelwertes der variablen Selbst-

induktion zur übrigen des Schwingungskreises, also, da im praktischen Falle jener natürlich den Antennenkreis selbst darstellen würde, das Verhältnis des ersteren zur Selbstinduktion der Antenne, des sekundären Teiles des Koppelungstransformators, eventueller Abstimmittel und endlich zu einem bestimmten „unbeeinflußten" Selbstinduktionsbetrage der eisengeschlossenen Spule selbst.

Der Weg nun, der von der nach Maßgabe der Fig. 1 gegebenen Schaltung zu einem radiotelephonischen System führt, dürfte in seinem logischen Weiterbau durch das bisher gesagte bereits bestimmt vorgesteckt sein.

Es hat einfach an Stelle des Hilfsstromes $i$, der bis jetzt als durch Widerstandsänderung an $R$ beliebig veränderlich angenommen war, ein Strom zu treten, dem durch irgendeine Maßnahme den Lautschwingungen konforme Oszillationen aufgezwungen sind, der also die charakteristischen Merkmale eines akustisch beeinflußten Stromes aufzuweisen hat. Jenen Strom, d. h. seine reine Wechselstromkomponente, will ich kurz mit „Tonstrom" bezeichnen.

Die Bedingungen, die nun für eine rationelle Telephonie erfüllt sein müssen, sind einfach die, erstens mit einem Minimum an Tonstrom ein Maximum an Antennenenergie beeinflussen zu können, also ein auf Verstimmung möglichst empfindliches System zu schaffen und zweitens jene der „Tonreinheit", also der Exaktheit der Wiedergabe aller Lautschwingungsmodulationen im Antennenstrom, resp. in dessen effektivem Werte.

Die im Interesse der ersten Bedingung, also der Ökonomie, möglichst weit zu treibende Verminderung der Dämpfung, die natürlich ihre Hauptquelle in der durch die Ummagnetisierung des Eisenkernes bedingten magnetischen Reibung hat, erreicht man dadurch, daß man, wie überall da, wo Eisen in Hochfrequenzkreisen angewendet wird, den Eisenkörper tunlichst unterteilt, etwa bis zu einer Einzelblechstärke von 0,03 mm herabgehend, bei Verwendung sogenannten „hochlegierten" Eisens, also eines solchen mit möglicht geringer elektrischer Leitfähigkeit. Die Koppelung mit dem Primärsystem wird eine um so schlechtere Energieausnutzung bedingen, je loser sie ist; andererseits wird, wie schon angedeutet, die prozentuale Beeinflussung um so höher, je loser die Koppelung ist unter sonst gleichen Bedingungen. Da jedoch — und dies war im vornherein klar — ein Telephoniesystem nur dann als völlig rationell bezeichnet werden kann, wenn auch möglichst die ganze disponible, vom Primärsystem gelieferte Energie zu verarbeiten, d. i. der Antenne mitzuteilen ist, fiel im vornherein die

Möglichkeit weg, die Koppelung anders als ganz fest auszuführen. Um nun hierbei nicht nur kein Manko, sondern sogar ein Plus an Beeinflussung verzeichnen zu müssen, habe ich den Koppelungstransformator $K$ der Fig. 1 selbst zu einem eisengeschlossen Beeinflussungstransformator gemacht, also mit einer variierbaren Hilfsmagnetisierung versehen. Es entstand so eine Schaltungsanordnung entsprechend der Fig. 2, in der als Sekundärkreis der Wirklichkeit gemäß eine Antenne angenommen ist.

Es bedeutet im einzelnen in Fig. 2:

$A$ Einen Hochfrequenzgenerator konstanter Periode.

$B$ Den Koppelungs- und Beeinflussungstransformator.

$C$ Die Antenne.

$D$ 2 Drosselspulen zur Abfiltrierung der Hochfrequenz aus dem Gleichstromkreise.

$E$ Die Wickelung für den beeinflussenden Strom $i$.

Damit war ein doppelter Zweck erreicht. Erstens war die tote Selbstinduktion des Antennenkreises auf ein Minimum beschränkt, gegeben durch die Induktivität der Antenne und eines gewissen konstanten Restbetrages von seiten des Transformators $B$. Es war so schon an und für sich die Möglichkeit festerer Koppelung bei gleichbleibender Beeinflussung gegeben.

Außerdem erleidet aber durch Veränderung der Selbstinduktion $L_B$ nicht nur der sekundäre, sondern auch der primäre Kreis eine Verstimmung. Es ändert sich also bei Änderung von $i$ auch der primäre Strom $i_I$, deshalb natürlich $i_{II}$, der Antennenstrom, um so mehr.

Es sei nun in der durch Fig. 2 gegebenen Schaltung, in der der Generator $A$ die konstante Frequenz $\omega$ liefere, der beeinflussende Gleichstrom auf den konstanten Wert $i_0$ eingestellt. Sodann sei das ganze System auf die konstante Frequenz $\omega$ abgestimmt. Der Antennenstrom habe den Wert $i_{II_0}$ angenommen.

Wird jetzt die Hilfsmagnetisierung durch Vergrößerung oder Verkleinerung von $i_0$ geändert, so muß nach dem bisherigen damit zwangläufig auch eine Veränderung des Antennenstromes $i_{II_0}$ infolge Verstimmung eintreten und es läßt sich durch passende Wahl der Abstimmung, d. h. dadurch, daß — stets bei $i_0$ — die Resonanz entweder mehr durch die Primäre oder mehr durch die Sekundäre hervorgerufen wird, leicht experimentell die verstimmende Wirkung auf ein Optimum bringen.

Die graphische Darstellung der gegenseitigen Abhängigkeit von $i$ und $i_{II}$ liefert eine Kurve, wie sie experimentell punktweise zu er-

mitteln ist und die stets den charakteristischen Verlauf der Fig. 8 besitzt.

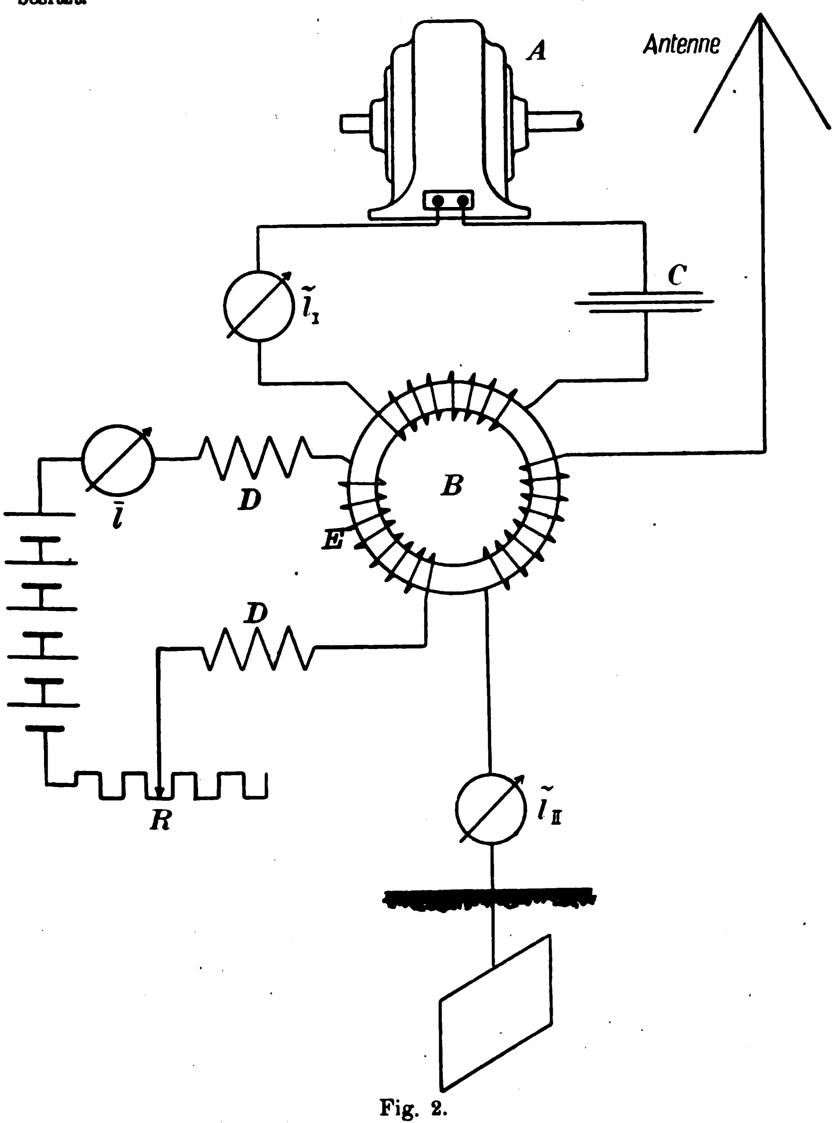



Fig. 2.

Die Kurve ist natürlich nichts anderes als eine Resonanzkurve, wenn sie auch von ungemein höherer Kompliziertheit ist, als eine nor-

male, infolge der Differenziertheit und Variabilität der ihren Verlauf stark beeinflussenden ferromagnetischen Erscheinungen, die sich im Wechselstromausgleich durch variable Induktivität und Dämpfung bemerkbar machen.

Eine Menge aufgenommener Kurven ergab übereinstimmend einen viel flacheren Kurvenabfall vom Resonanzpunkte ab mit zunehmender Hilfsmagnetisierung.

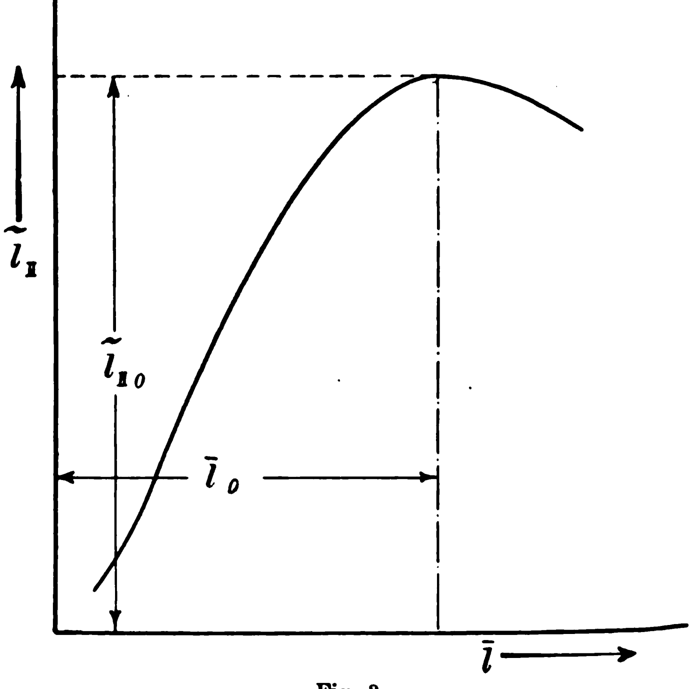


Fig. 3.

Dies läßt sich ohne Aufwand großen theoretischen Materials aus dem charakteristischen Verlaufe der Eisenmagnetisierungskurve leicht erklären.

In Fig. 4 sind für zwei verschiedene Wellenstrommagnetisierungszustände, und zwar bei verschiedener Gleichstrom- aber gleicher Wechselstromkomponente die auftretenden Induktionen graphisch ermittelt. Aus der Figur ist ohne weiteres die Abnahme der Amplituden der Induktion mit zunehmender Grundmagnetisierung $\bar{i}$ ersichtlich. Mit dieser Abnahme des Fluxes ist nun unbedingt auch eine solche der Dämpfung verbunden und außerdem eine Veränderung des Selbst-

induktionskoeffizienten, und zwar dergestalt, daß dieser langsamer und langsamer kleiner wird.

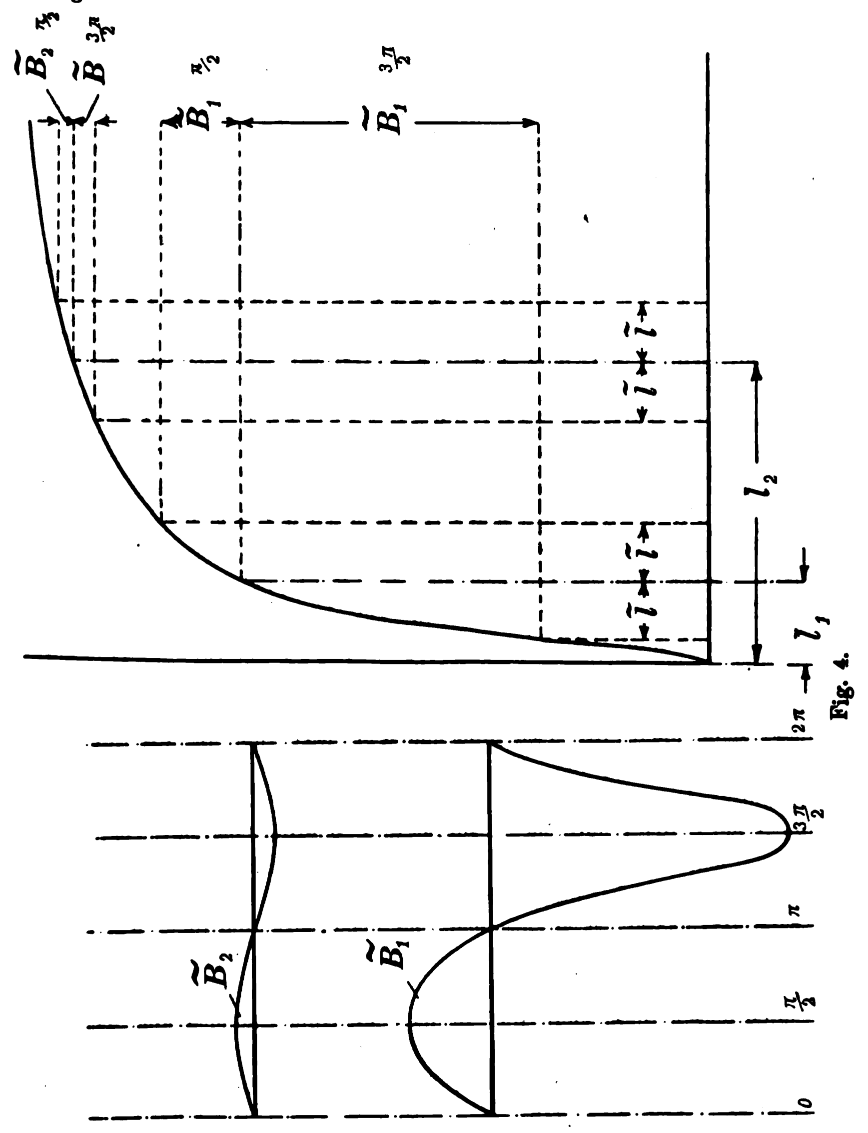


Fig. 4.

Für den Ausgleich tritt also die Selbstinduktionsänderung prozentual immer mehr in den Hintergrund, was auch ohne die strom-

erhöhende Wirkung der Dämpfungsabnahme ein Abflachen der Stromkurve über den Resonanzpunkt hinaus bewirken müßte. Gerade umgekehrt liegen die Verhältnisse bei abnehmendem $\bar{i}_0$, und deshalb hier die größere Steilheit der Kurve.

Nebenbei bemerkt ist die Fig. 4 auch insofern lehrreich, als sie deutlich und vor allem bei der kleineren Grundmagnetisierung $\bar{i}_1$ eine ausgesprochene Differenzierung der Halbperiodenwerte des Fluxes erkennen läßt. Zum Zwecke der drahtlosen Telephonie dürfte hierbei das Verhältnis $\frac{\bar{i}}{i}$ zu groß gewählt sein angesichts der zu erwartenden Deformationen.

II. Die Erkenntnis der im bisherigen erklärten Erscheinungen hatte ich bereits im Sommer und Herbst 1911 gewonnen. Kurz darauf in den Dienst der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie übergetreten, wurde ich bald mit der praktischen Ausgestaltung eines neuen Hochfrequenzerzeugungssystems nach dem Prinzipe der statischen Frequenzverdoppelung betraut. Wenn auch durch diese Arbeit das vorher begonnene Telephonieproblem für mich auf lange Zeit zurücktreten mußte, so war es doch gerade diese Arbeit — die nebenbei bemerkt, wie ja bekannt, einen völligen Erfolg brachte —, welche mir die Überzeugung gewinnen ließ von der hohen Brauchbarkeit gewisser charakteristischer Merkmale des Verdoppelungstransformators speziell zum Zwecke der drahtlosen Telephonie. Um so mehr, als bereits im Winter 1913 eine Verdoppelungsanlage mit einer Antennenenergie von etwa 8 Kilowatt bei einer Periode von $80 \times 10^3$ zur Verfügung stand, erschien mir zu dieser Zeit die Lösung der Frage nach einer Telephonie für große Energiemengen ebenso aktuell als durchführbar.

Indem ich auf die schon früher gewonnene, bis jetzt diskutierte Erkenntnis bauend schon an und für sich durch reine Verstimmung eine nicht unbeträchtliche Beeinflussung voraussetzen und erwarten konnte, handelte es sich nunmehr für mich darum, das Maß dieser Beeinflussung durch Nutzbarmachung besagter Eigenschaft des Frequenzverdopplers möglichst zu erhöhen und als zweites darum, ein System durchzubilden, das den unerläßlich nötigen beeinflussenden Strom, d. i. den Tonstrom, zu liefern vermag. Auf die Theorie des statischen Frequenzverdopplers kann und braucht hier nicht eingegangen werden. Eingehend wurde dieselbe behandelt, wenigstens für den sekundär unbelasteten Transformator von Dr. Ludwig Dreyfus und es sei hier auf diese Arbeit verwiesen [1]).

1) Archiv für Elektrotechnik 2, 1914, Heft 9.

Nur in kurzen Worten sei hier auf die Wirkungsweise eingegangen und in Fig. 5 die Verdoppelungsschaltung angegeben.

Zwei Transformatoren $A$ und $B$ seien primär in Serie geschaltet und ebenso sekundär, jedoch auf dieser Seite einander entgegen. Außerdem ist auf jeden Transformator noch eine weitere, im Sinne der

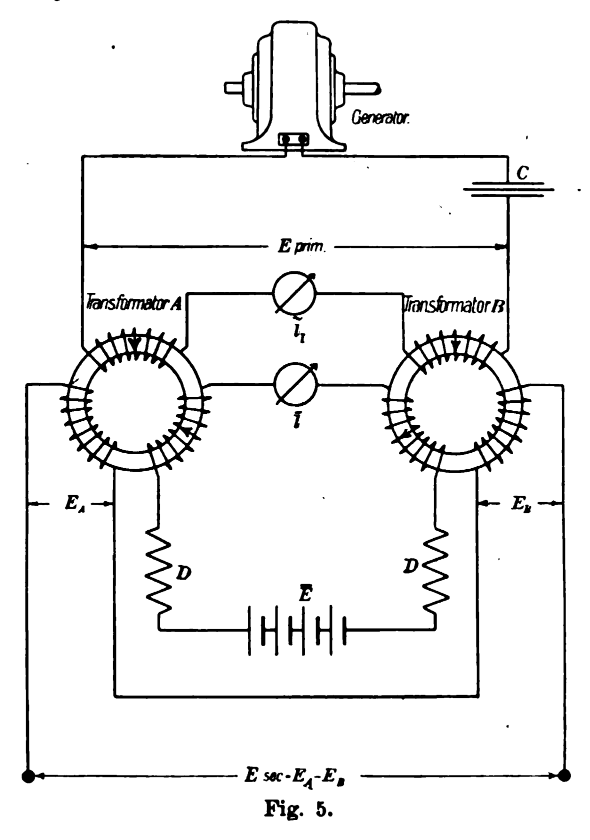



Fig. 5.

sekundären geschaltete Wickelung aufgebracht, vermittelst deren die Kerne beliebig und konstant zu magnetisieren sind. Solange diese Hilfsmagnetisierung nun nicht vorhanden ist, also $\bar{i} = 0$, muß die sekundäre Summenspannung Null sein, da, wie selbstverständlich, die beiden Teilspannungen $E_A$ und $E_B$ sich in jedem Momente aufheben müssen infolge Entgegengeschaltetseins der sekundären Wickelungen. Sobald nun beide Kerne eine zusätzliche Magnetisierung durch $\bar{i}$ erhalten, tritt sekundär eine Summen-EMK. auf, die nur geradzahlige

und vorwiegend die zweite Harmonische enthält. Dieselbe kommt einfach dadurch zustande, daß infolge des charakteristischen Verlaufes der Eisenmagnetisierungskurve eine ausgesprochene Differenzierung der Halbperiodenwerte des Induktionsverlaufes eintritt, welche Erscheinung zwangläufig das Auftreten einer starken zweiten Harmonischen in der durch den Flux induzierten EMK. bedingt.

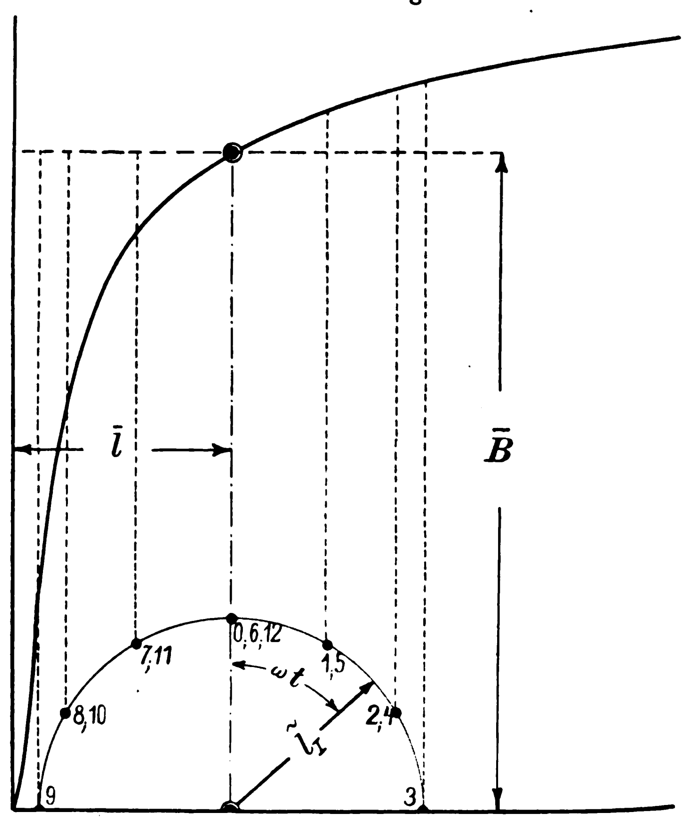



Fig. 6a.

In Fig. 6b wurde unter der Annahme sinusförmigen Primärstromes und einer Grundmagnetisierung $\bar{i}$ graphisch aus der danebenstehenden Magnetisierungskurve (Fig. 6a) der zeitliche Induktionsverlauf in beiden Transformatoren ermittelt. Aus diesen Kurven lassen sich ohne weiteres nach der Beziehung $E = c \cdot \frac{dB}{dt}$ die indu-

zierten EMK. $E_A$ und $E_B$ konstruieren, und zwar punktweise nach der bekannten Tangentenkonstruktion. Aus der Differenzbildung:

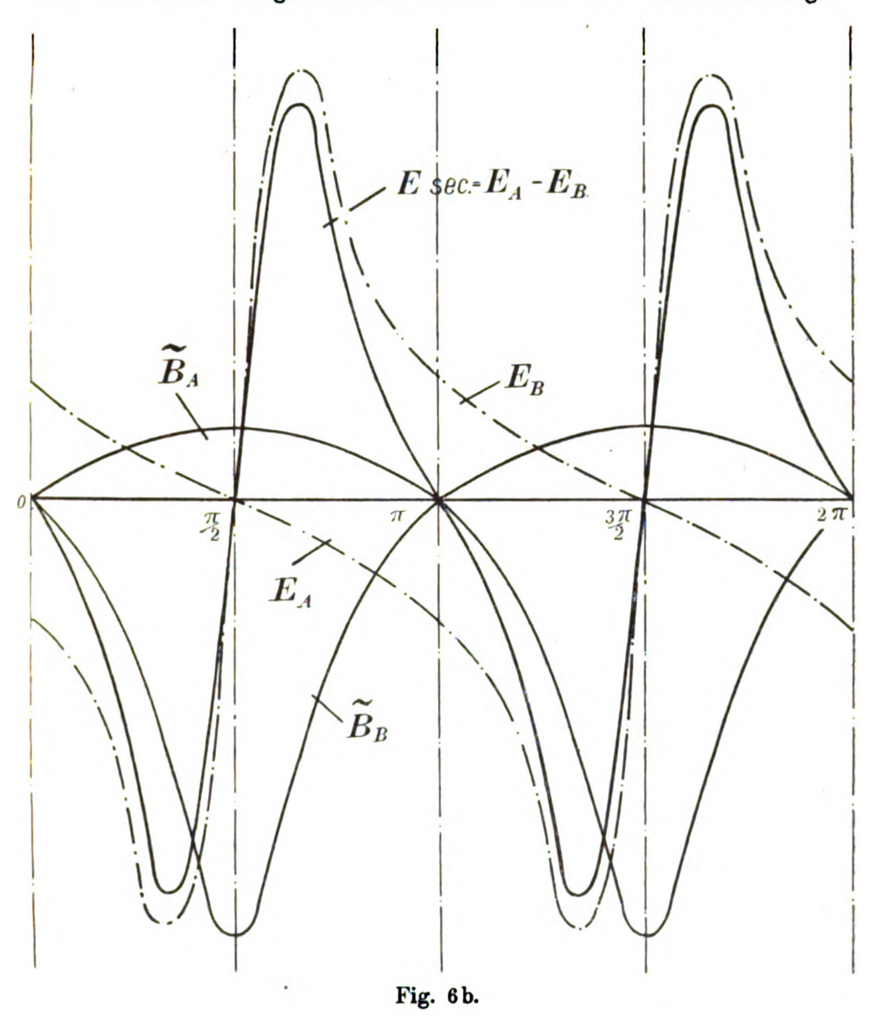



Fig. 6b.

$[E_A - E_B]$ ergibt sich die sekundäre Totalspannung $E_{sec}$ von vorwiegend doppelter Grundfrequenz.

Weitaus komplizierter und einer graphischen Ermittelung absolut unzugänglich werden die Erscheinungen, wenn der Verdoppelungstransformator sekundär mit einem auf die Frequenz $2 \cdot f$ abgestimmten

Kreise belastet ist. Es sei deshalb hier die Diskussion der Verdoppelungswirkung mit der im Leerlauf vorliegenden beschlossen.

Die Anwendung eines zur Frequenzverdoppelung geschalteten Transformatorpaares zum Zwecke der telephonischen Beeinflussung dürfte nach dem bisherigen die Absicht unzweideutig erkennen lassen, die Beeinflussung durch Veränderung der Grundmagnetisierung hervorzurufen. Die in früherem besprochene Verstimmungserscheinung muß natürlich auch hier dieselbe bleiben infolge der mit der Grundmagnetisierung variablen, den Ausgleichszustand beeinflussenden Induktivität der Transformatoren. Nur muß sich, wird die besprochene Maßnahme an Verdoppelungstransformatoren vorgenommen, der Verstimmungserscheinung eine zweite superponieren, und zwar die Abhängigkeit des „Verdoppelungseffektes" von der Vormagnetisierung. Daß eine solche bestehen muß erhellt schon daraus, daß, sobald letztere Null ist, die sekundäre Summen-EMK. und damit der sekundäre Strom, der Verdoppelungseffekt, ebenfalls Null sein muß. Es hat nun die Messung stets übereinstimmend ergeben, daß der Verdoppelungseffekt, d. h. praktisch der sekundäre Strom, bei einer ganz gewissen Grundmagnetisierung ein Maximum aufweist, und zwar ein solches, das keinesfalls mit dem Resonanzmaximum zusammenfallen muß und auch dann noch bestehen bleibt, wenn sowohl primär wie sekundär die Verstimmung durch Nachstimmen aufgehoben wird.

Bei Leerlauf hat Dr. Dreyfus in der erwähnten Arbeit ebenfalls ein Maximum der sekundären Spannung doppelter Grundfrequenz rechnerisch nachgewiesen, und zwar tritt nach dieser Berechnung das Maximum der zweiten Harmonischen dann auf, wenn die Gleichstromamperewindungen ungefähr gleich dem effektiven Werte der Wechselstromamperewindungen sind. Allerdings scheint mir diese Beziehung nur für leerlaufenden Transformator genügend genau zu gelten, während bei sekundärer Belastung je nach Art und Höhe derselben die Gesetzeskraft dieser Ableitung unter Umständen stark verringert wird.

Denkt man sich nun beide Erscheinungen, sowohl die der Änderung der Resonanzlage, als auch die des Verdoppelungseffektes gleichzeitig durch Änderung der Vormagnetisierung hervorgerufen, so wird ihre Superposition zweifelsohne dann ein absolutes Maximum an Beeinflussung ergeben, sobald die Einstellung von $\bar{\imath}_0$, bei welchem Werte die Anlage in Resonanz zu bringen ist, so getroffen war, daß für denselben Wert von $\bar{\imath}_0$ auch das Maximum des Verdoppelungseffektes eintritt.

Die graphische Darstellung der Kurve $\bar{\imath}_{II} = f(\bar{\imath})$ stellt dann die

Superposition dar zweier Gesetzmäßigkeiten, die beide ihr Maximum für denselben Wert $\bar{i}_0$ besitzen.

In Fig. 7 ist die entsprechende Schaltung gezeichnet, sie ist ganz analog der Fig. 3, nur tritt an Stelle des einfachen Beeinflussungstransformators hier ein Paar Verdoppelungstransformatoren.

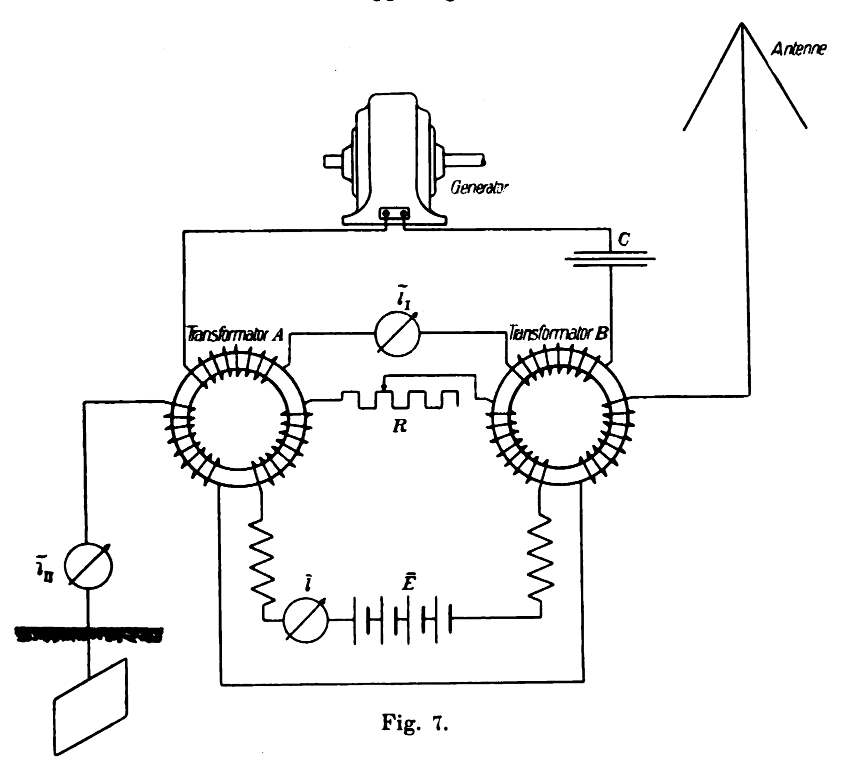



Fig. 7.

Fig. 8 schließlich stellt die gegenseitige Abhängigkeit von $\bar{i}$ und $\tilde{i}_{II}$ dar und es sei diese Kurve, welche ebenfalls experimentell durch Änderung von $R$, also von $\bar{i}$ leicht zu ermitteln ist, im Gegensatz zu der früher gegebenen, reinen Resonanzcharakteristik als „Beeinflussungscharakteristik" bezeichnet. (Der Verlauf dieser Kurve, der auch in den nächsten Figuren wiederkehrt, entspricht tatsächlich aufgenommenen Meßwerten ziemlich genau.)

Die Form der in Fig. 8 gegebenen Beeinflussungscharakteristik ist nun ein wichtiges Kriterium für die Beurteilung der zu erwartenden Güteverhältnisse des ganzen Systems.

Während die Ökonomie, also möglichst hohe Beeinflussungsmöglichkeit, durch möglichste Steilheit, d. h. möglichst großes $\frac{d\tilde{i}_{II}}{d\bar{i}}$ bedingt

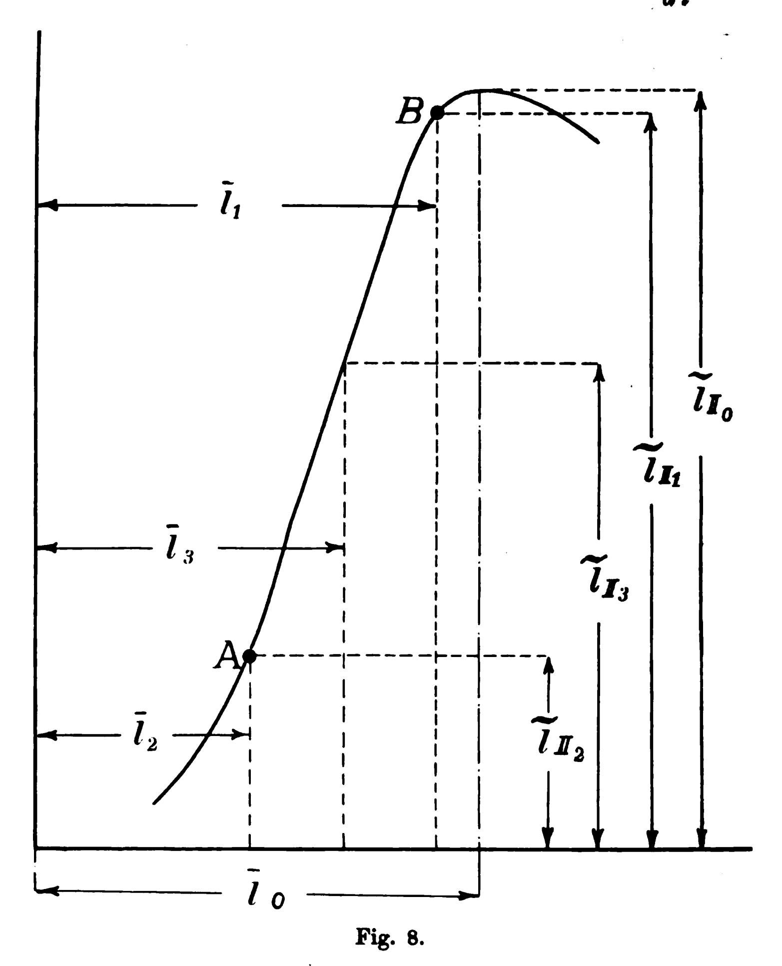



Fig. 8.

ist, wird die Reinheit der Ton- und Lautwiedergabe von einer möglichsten Konstanz von $\frac{d\tilde{i}_{II}}{d\bar{i}}$ abhängen.

Ich war mir natürlich im vornherein wohl bewußt, daß diese Kurve, die wie gesagt punktweise ermittelt wurde, also sozusagen eine statische Charakteristik darstellt, nicht ohne weiteres eine Gewähr dafür

bietet, daß bei Magnetisierung mit solchen Frequenzen, wie sie den in der menschlichen Sprache vorkommenden Schwingungszahlen entsprechen, nicht schon beträchtliche Verzerrungen auftreten infolge hysteretischer Nachwirkung und damit einer Spaltung der „jungfräulichen" Beeinflussungscharakteristik. Diese Erscheinung hätte natürlich unbedingt eine mehr oder weniger starke Unverständlichkeit der Sprache zur Folge haben müssen. Natürlich konnte hier kein anderer Weg Aufschluß geben, als der des orientierenden Experimentes. Glücklicherweise konnte bald genug durch zahlreiche Sende- und Empfangsversuche festgestellt werden, daß eine ähnliche Erscheinung nicht, oder doch nur innerhalb solcher Grenzen auftritt, von denen ab eine Lautverzerrung, also Sprachverunreinigung überhaupt erst bemerkbar wird.

Um eine möglichst rationelle Ausnützung des disponiblen Tonstromes herbeizuführen, habe ich folgenden Weg eingeschlagen.

Bei $\bar{i}_0$ (Fig. 8) befindet sich das System in Resonanz, außerdem war die Einstellung so getroffen, daß auch der Verdoppelungseffekt bei demselben Werte $\bar{i}_0$ sein Maximum hat. Die Antennenstromstärke beträgt $\bar{i}_{II_0}$. Wie aus dem Kurvenverlaufe sofort ersichtlich ist, erfüllt sich die Bedingung möglichst großen und konstanten $\frac{d\,\bar{i}_{II}}{d\,\bar{i}}$ am besten innerhalb des Bereiches, der durch die Punkte $A$ und $B$ begrenzt ist. Innerhalb dieses Bereiches wird sich somit die Tonmagnetisierung abzuspielen haben. Die den Punkten $A$ und $B$ entsprechenden Abszissen sind $\bar{i}_1$ und $\bar{i}_2$. Der Mittelwert aus beiden ist: $\bar{i}_3 = \frac{\bar{i}_1 + \bar{i}_2}{2}$. Auf diesen Wert $\bar{i}_3$ ist nun der konstante Magnetisierungsstrom einzustellen. Der Antennenstrom ist gesunken, und zwar auf den Wert $\bar{i}_{II_3}$.

In einer schon vorher auf beide Transformatoren aufgebrachten Wickelung die im Sinne der Sekundären, resp. der Grundmagnetisierungswickelung geschaltet ist, möge nun ein oszillatorischer Tonstrom fließen, und zwar der Einfachheit des Verständnisses halber ein rein sinusförmiger. Man hat sich denselben also durch einen rein musikalischen Ton hervorgerufen zu denken. Die maximale Amplitude des Tonstromes erfülle ferner die Bedingung, daß sie nie größer sei als der Mittelwert: $\frac{\bar{i}_1 - \bar{i}_2}{2}$. Dies würde einer resultierenden Amperewindungszahl pro Verdoppelungstransformator entsprechen, die durch den Ausdruck gegeben ist:

$$A\,W_R = w \cdot \bar{i}_3 + W \cdot \widetilde{J} \sin\,[\omega\,t + \Theta]$$

wobei $\omega$ die Tonfrequenz bedeutet, während nach obiger Bedingung der Tonstrom ist:

$$\widetilde{J} \leq \frac{\bar{i}_1 - \bar{i}_2}{2}$$

Durch diese Maßnahme wird erreicht, daß die beeinflussende Wirkung des Tonstromes dieselbe ist, als wenn sich die Grundmagnetisierung innerhalb eines Bereiches periodisch ändern würde, der gleich oder kleiner der Differenz: $\bar{i}_1 - \bar{i}_2$ ist. Es tritt eben durch die schon vorher vorgenommenen Maßnahmen einer grundsätzlichen Verstimmung und Verminderung des Verdoppelungseffektes — durch Verkleinerung von $\bar{i}_0$ auf $\bar{i}_3$ — eine Differenzierung der Tonstromamplituden hinsichtlich ihrer beeinflussenden Wirkung ein, indem jede additive Amplitude das System der Resonanzlage und dem Maximum des Verdoppelungseffektes mehr oder weniger nahe bringt, während jede subtraktive Tonstromamplitude eine noch intensivere Verstimmung und Verminderung der Verdoppelungswirkung hervorruft. Es bewegt sich somit der Antennenstrom, oder präziser dessen Effektivwert, zwischen den weit voneinander abliegenden Werten $\bar{i}_{II_1}$ und $\bar{i}_{II_2}$, $\left(\text{wenn } \widetilde{J} = \frac{\bar{i}_1 - \bar{i}_2}{2}\right)$ und zwar im Rhythmus des Tones.

Die Bedingung, daß die Tonstromamplituden einen gewissen Maximalwert nicht überschreiten dürfen, folgt aus der außerhalb der Punkte $A$ und $B$ beginnenden Konkavität resp. Konvexität der Charakteristik. Würden diese Bereiche noch von der Tonstrommagnetisierung überspielt werden, so wäre natürlich eine gewisse Spitzenverzerrung im Antennenstrom unausbleiblich. Der Bedingung einer bestimmten nicht zu überschreitenden maximalen Stärke des Tonstromes kann man am einfachsten dadurch gerecht werden, daß man den Tonstromerzeugungsapparat eine solche Dimensionierung, resp. letzten Endes eine solche Erregung gibt, daß bei den akustisch wirksamsten gesprochenen Buchstaben „a“ und „o“ in normaler Sprachlautstärke eben einfach keine höheren als verlangte Amplituden des Tonstromes auftreten.

Wird trotzdem das System einer zu starken Tonreizung unterworfen, so zeigen sich natürlich Spitzenverzerrungen und damit verbundene Unreinheiten in der Sprachwiedergabe. Von dieser Erscheinung, die schließlich nichts anderes ist, als der Erfolg allzu großen Eifers, konnte ich mich im Verlauf der Versuche des öfteren überzeugen. Sie ist übrigens ganz analog der, wie sie in jeder normalen Telephonieanlage auftritt, sobald die Mikrophone, wie man sagt, überschrieen werden.

In Fig. 9, die wieder eine Belastungscharaktoristik darstellt, sind im Gegensatz zu den früheren Figuren als Abszissen für die beeinflussende Intensität nicht Ströme, sondern sofort Amperewindungen aufgetragen ungefähr entsprechend den damals wirklich vorliegenden

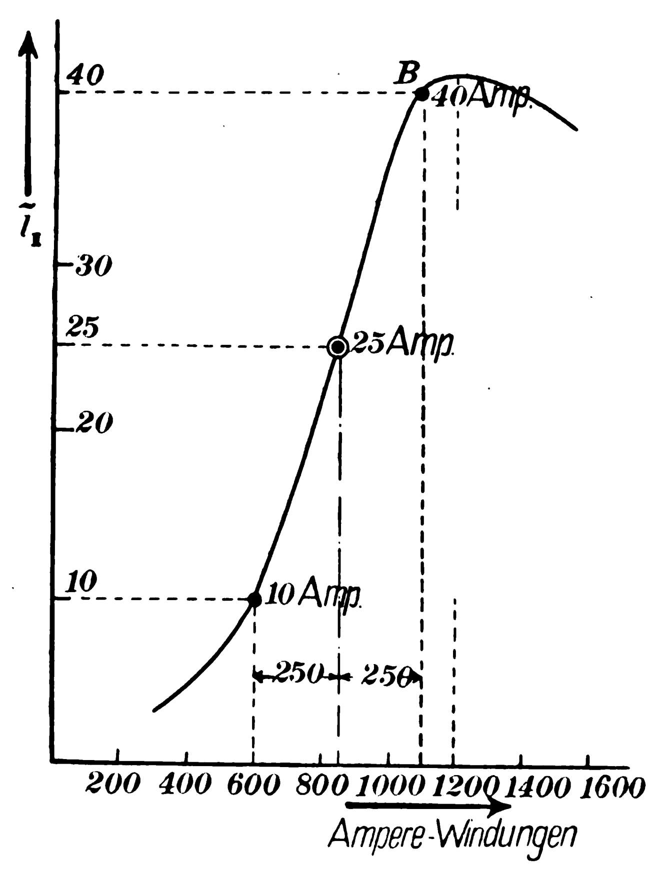



Fig. 9.

Werten. Nach Fixierung der Punkte *A* und *B* ergibt sich sofort, daß man, um den Antennenstrom von 40 auf 10 Amp. herabzumindern, einer beeinflussenden Amperewindungszahl von 500 bedarf, oder bei Lautübertragung, also symetrischem Wechselstrome eine maximale Tonstromamperewindungszahl von 250 entsprechend einem Effektivwerte von 175.

Die Wahl der Windungszahl, mit welcher diese Amperewindungszahl aufzubringen ist, war im vornherein eine ganz beliebige, angesichts der zu erwartenden Möglichkeit, den Tonstrom durch geeignete Transformation auf jeden beliebigen Wert zu bringen; denn für die Erzeugung eines gewissen periodischen, magnetischen Zwangszustandes ist einzig und allein die Voltamperezahl maßgebend. Diese ist aber direkt proportional der Amperewindungszahl, sobald, wie hier, von den Ohmschen Spannungsabfällen abgesehen werden kann.

Ich habe deshalb nur mit Rücksicht auf eine möglichst günstige Ausnützung des Wickelungsraumes und auf ein Widerstandsminimum der Wickelung eine Windungszahl von 30 pro Kern gewählt. Die resultierende Selbstinduktion der beiden Wickelungen betrug, sobald die ihren Wert nicht unbeträchtlich herabmindernde Grundmagnetisierung: $w \cdot i_3 = 850$ AW. vorhanden war, etwa nur 40000 cm.

Die Amperewindungszahl der Grundmagnetisierung wurde natürlich, um an Wickelungsraum zu sparen, mit ganz geringer Windungszahl und entsprechend hohem Strome hergestellt.

Bevor zur Besprechung des Tonstromerzeugunsapparates übergegangen wird, soll in folgendem die hohe Beeinflussungsempfindlichkeit kurz beleuchtet werden.

Da, um den Bereich der Charakteristik zwischen $A$ und $B$ günstigst auszunützen, die effektive beeinflussende Amperewindungszahl pro Kern 175 betragen soll, die Windungszahl aber zu 30 gewählt wurde, muß der Tonstrom $\widetilde{J}$ selbst einen Effektivwert von 5,8 Amp. besitzen. Es sei angenommen, daß er eine Periode von 1000 bzw. eine Frequenz $\omega = 6280$ habe.

Bei dem gegebenen Selbstinduktionswerte der Wickelung — 40000 cm — berechnet sich hieraus eine Selbstinduktionsspannung von 1,47 Volt. Für den effektiven Widerstand der Wickelung ergab eine bei dieser Frequenz und vorhandener Grund- allerdings fehlender Hochfrequenzmagnetisierung angestellte Messung den Wert 0,05 $\Omega$. Dieser Wert konnte angesichts des sehr kleinen Ohmschen Widerstandes der Wickelung und der sehr feinen Unterteilung der Eisenkerne nicht als zu gering erscheinen. Diesem Widerstande entspricht eine Wattspannung von rund 0,3 Volt.

Die totale Spannung an den Klemmen der Tonstromwickelung berechnet sich hieraus zu:

$$\sqrt{1{,}47^2 + 0{,}3^2} = 1{,}5 \text{ Volt}$$

und schließlich die Voltamperezahl zu $1{,}5 \cdot 5{,}8 = 87$ VA.

Diese 8,7 VA., von denen nur wiederum etwa 1,7 Watt effektive Leistung darstellen, genügen, um den Antennenstrom zwischen 40 und 10 Amp. periodisch zu beeinflussen, und zwar mit einer Periodizität von 1000, also einer solchen, wie sie bereits im Bereiche der Sprachschwingungen liegt.

Selbst bei einer Periode von 10000, mit der wohl alle in der menschlichen Sprache vorkommenden Schwingungen begrenzt sein dürften, wäre die zur gleichen Beeinflussung nötige Voltamperezahl erst auf etwa den zehnfachen Betrag, also auf 80—90 VA. gestiegen. Setzt man den dem damaligen Falle entsprechenden Wert des Antennenwiderstandes von 5 $\Omega$ ein, so betrüge die beeinflußte Energie:

$$5 \cdot (40^2 - 10^2) = 7{,}5 \text{ Kilowatt}$$

Die maximale Energie, die die Anlage überhaupt auf die Antenne abzugeben vermochte, betrug etwa 8,5 Kilowatt.

Die hohe Empfindlichkeit des Systems dürfte aus dieser kurzen Rechnung wohl erhellen und ich kann wohl mit Recht die kräftige beeinflussende Wirkung auf eine so beträchtliche Energiemenge, welche nebenbei bemerkt absolut nicht die oberste Grenze des erreichbar Möglichen darstellt, durch eine ganz geringe vorwiegend scheinbare Leistung mit der Wirkung eines elektrischen Relais vergleichen.

III. Bei der Durchbildung des Tonstromerzeugungsapparates, also desjenigen Teiles der Anlage, der den den Lautschwingungen konformen Magnetisierungsstrom zu liefern hatte, wurde anfänglich der nächstliegende Weg eingeschlagen, und zwar der der in der technischen Telephonie durchwegs angewendeten Transformatorschaltung. Hierbei liegt, wie bekannt, das Mikrophon in der Ein- oder Mehrzahl in Serie geschaltet mit der primären Seite des Transformators an einer konstanten Gleichstromquelle, während die Sekundäre mit dem Telephon in Verbindung gebracht wird. An Stelle des Telephons hätte hier natürlich die Tonstromwickelung zu treten gehabt. Der Weg führte jedoch zu keinem praktisch brauchbaren Ziele, und zwar hatte dies, wie bald genug zu erkennen war, seinen Grund darin, daß die Wechselstromkomponente des auftretenden Wellenstromes — im Primärkreis — stets so klein blieb, daß, um den Sekundärstrom auf die gewünschte Höhe zu transformieren, der Tonstromtransformator ein so hohes Umsetzungsverhältnis hätte erhalten müssen, daß infolge Ohmscher und magnetischer Verluste (Streuung) ein rationelles Arbeiten ausgeschlossen sein mußte.

Die Bedingung eines schon möglichst hohen Primärstromes zeigte

daraufhin im voraus den Weg an, durch Parallelschaltung von Mikrophonen das Ziel zu erreichen zu suchen. Diese Parallelschaltung ist mir nun in folgender Weise gelungen. Die Grundlage der angewendeten Schaltung ist durch Fig. 10 angedeutet. Es liegen in dieser

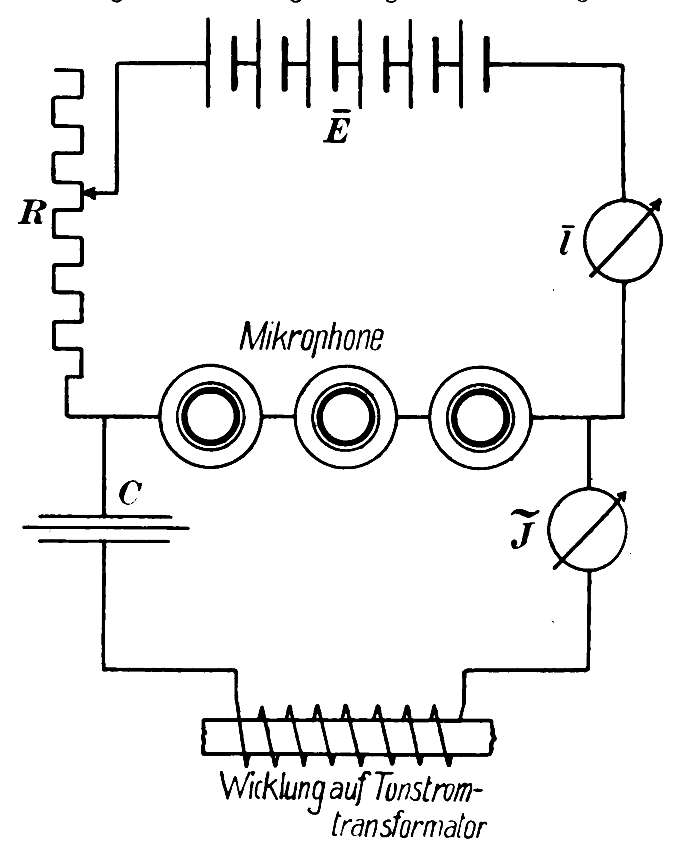



Fig. 10.

Schaltung die Mikrophone, ihrerseits in Serie geschaltet, wiederum in einem Gleichstromkreise, jedoch ist derselbe nunmehr mit einem weiteren festen Widerstand ausgerüstet, dessen Wert $R$ möglichst groß ist im Verhältnis zum mittleren Mikrophonwiderstand. Eine Änderung des letzteren, von welcher jede akustische Reizung der Mikrophone begleitet ist, kann also keine oder nur geringe Stromschwankungen im Kreise hervorrufen, derselbe ist sozusagen gegen Stromschwankungen „stabil" gemacht.

An Stelle des Ohmschen Widerstandes könnte übrigens auch induktiver Widerstand treten, da derselbe, wenigstens bezüglich der Wechselstromkomponente dieselbe stabilisierende Wirkung ausüben muß. Da er jedoch keine Gewähr bietet für die Einhaltung des konstanten Gleichstromniveaus, das dann nur der Labilität des Grundwiderstandes der Mikrophone unterworfen bleibt, wurde von einer Stabilisierung durch induktive Mittel völlig Abstand genommen und einfach Glühlampen in Anwendung gebracht, womit der Vorteil gewonnen war, in dem Grade der Konstanz der Helligkeit derselben bei besprochenen Mikrophonen zugleich ein Maß für die Stromstabilität an der Hand zu haben.

Bei akustisch gereizten Mikrophonen treten nun entsprechend den periodischen Schwankungen des Widerstandes an den ersteren Spannungsschwankungen auf, die den Widerstands-, also auch Lautschwingungen proportional sind. In einem den Mikrophonen parallel geschalteten Kreise, der mit einer möglichst großen Blockierungskapazität zur Abhaltung des Gleichstromes ausgerüstet ist, muß dann ein symetrischer Wechselstrom fließen, eben der als Tonstrom bezeichnete Wechselstrom $\tilde{J}$. Der mit dieser Schaltung verknüpfte Vorteil ist, wie schon angedeutet der, der Parallelschaltungsmöglichkeit beliebig vieler und beliebig großer Mikrophonserien.

Die Schaltung entspricht der Fig. 11, in der drei Parallelzweige zu je drei in Serie geschalteten Mikrophonen angenommen sind. Aus der Figur ist die praktische Möglichkeit der Parallelschaltung ohne weiteres ersichtlich. Denn einmal bleibt durch den in jedem Zweige vorhandenen Stabilisierungswiderstand $R$ das Gleichgewicht sämtlicher Zweiggrundströme gewahrt, während ein Ausweichen des Grundstromes von irgendeinem Zweige nach dem anderen hin, wie es sonst stets bei einfacher Parallelschaltung von Mikrophonen infolge deren mit dem Strome abfallenden Widerstandscharakteristik eintritt, durch die Anwesenheit der Blockierungskapazitäten unmöglich gemacht ist. Die Messung ergab eine fast völlig algebraische Summation sämtlicher Zweigwechselströme; auch war die Reinheit der Sprachwiedergabe eine vollständige.

Ganz besondere Sorgfalt war endlich der Durchbildung des Tonstromtransformators zuzuwenden. Im Gegensatz zu dem gewöhnlichen Telephonietransformator war hierbei ja auch ein möglichst hohes Voltampere-Umsetzungsverhältnis anzustreben, eine Bedingung, die bei dem gebräuchlichen Telephonietransformator angesichts offener Bauart und

hoher Widerstände sicher nicht erfüllt ist und auch gar nicht erfüllt zu sein braucht.

Es waren somit bei der Konstruktion des Transformators folgende Gesichtspunkte im Auge zu behalten: es mußte die Streuung, die

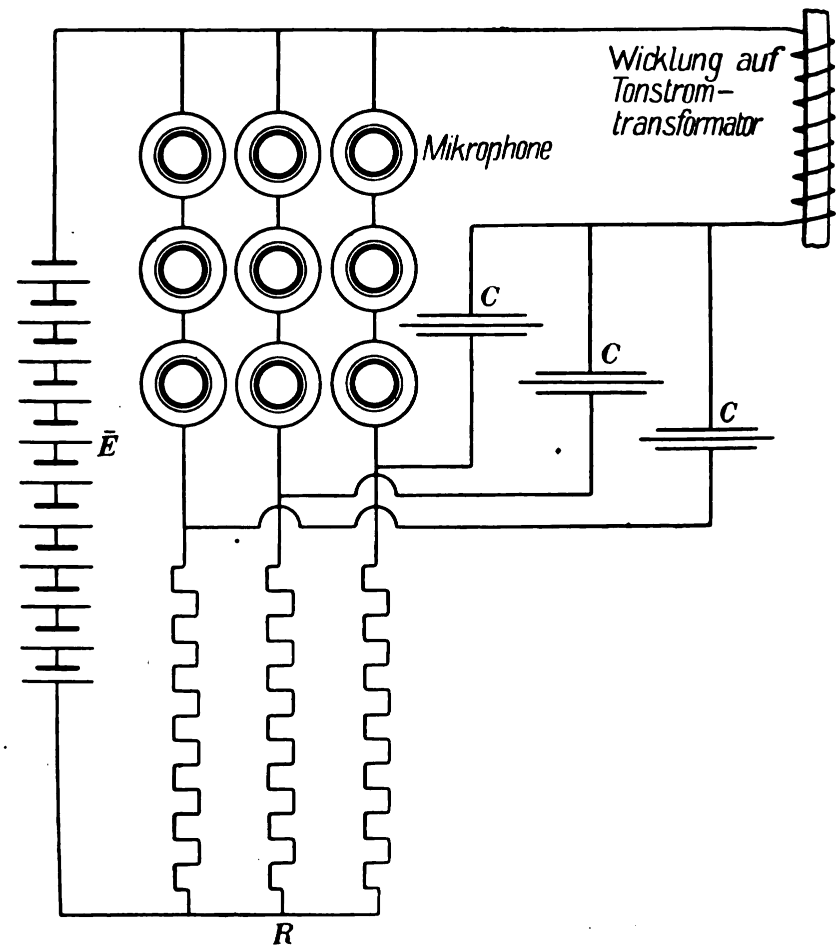



Fig. 11.

Ohmschen und Eisenverluste und schließlich der Magnetisierungsstrom auf ein Minimum gebracht werden.

Es sind dies Bedingungen, die bei der Konstruktion jedes technischen Transformators als leitend anzusehen sind; doch mußte gerade

bei der Durchbildung eines für die vorliegenden telephonischen Zwecke geeigneten Transformators in ihrer Erfüllung viel weiter gegangen werden, und zwar einmal im Interesse einer unbedingten Reinheit der Lautübertragung, dann aber auch angesichts des Umstandes, daß hier der Transformator vorwiegend induktiv belastet wird, bei welcher Belastungsart, wie bekannt das Voltampere-Umsetzungsverhältnis mit zunehmender Streuung und zunehmendem Magnetisierungsstrom am meisten beeinträchtigt wird.

Die Erfüllung obiger sozusagen verschärfter Bedingungen bedeutete natürlich die Schließung eines Kompromisses, von dessen geschickter Lösung die Wirkung des entstandenen Transformators abhing.

Als günstigste Konstruktion stellte sich schließlich ein Transformator heraus von auffallend kleinen Dimensionen. Während die mittlere Kraftlinienlänge nur 130 mm betrug, war der Querschnitt so gewählt, daß die Wickelung bei möglichst geringem Widerstand auch möglichst streuungslos aufgebracht werden konnte. Er betrug ungefähr 1,5 $cm^2$. Das Windungsverhältnis war beiläufig 10.

Das Voltampere-Umsetzungsverhältnis war bei normaler Belastung stets nahe der Einheit liegend gefunden und auch als von der Frequenz des erregenden Tones innerhalb in Betracht kommender Grenzen wenig abhängig. Die Reinheit der Sprachübertragung schließlich war eine durchwegs vollkommene.

In Fig. 12 ist die Schaltung des ganzen Systems gezeichnet.

Hierin bedeutet:

*A* Die Hochfrequenzmaschine.

*B* Die beiden Verdoppelungs- und Beeinflussungstransformatoren.

*C* Die Antenne.

$D_1$ und $D_2$ Schutzdrosseln gegen Hochfrequenz für:

*E* Grundstromkreis ($i_3$),

*F* Sekundärer Tonstromkreis.

*G* Schutzkondensator gegen Hochfrequenz für:

*H* Tonstromtransformator.

*J* Blockierungskapazitäten.

*K* Stabilisierungswiderstände.

*L* Gleichstromquelle für Tonstromerzeuger.

*M* Mikrophone.

Es bleibt beschließend noch die in der Figur mit $D_3$ bezeichnete „Drosselungsanordnung“ zu besprechen.

Dieselbe hat die Hochfrequenz aus dem sekundären Tonstromkreis *F* abzudrosseln. Während im Grundstromkreise *E* (Strom $i_3$)

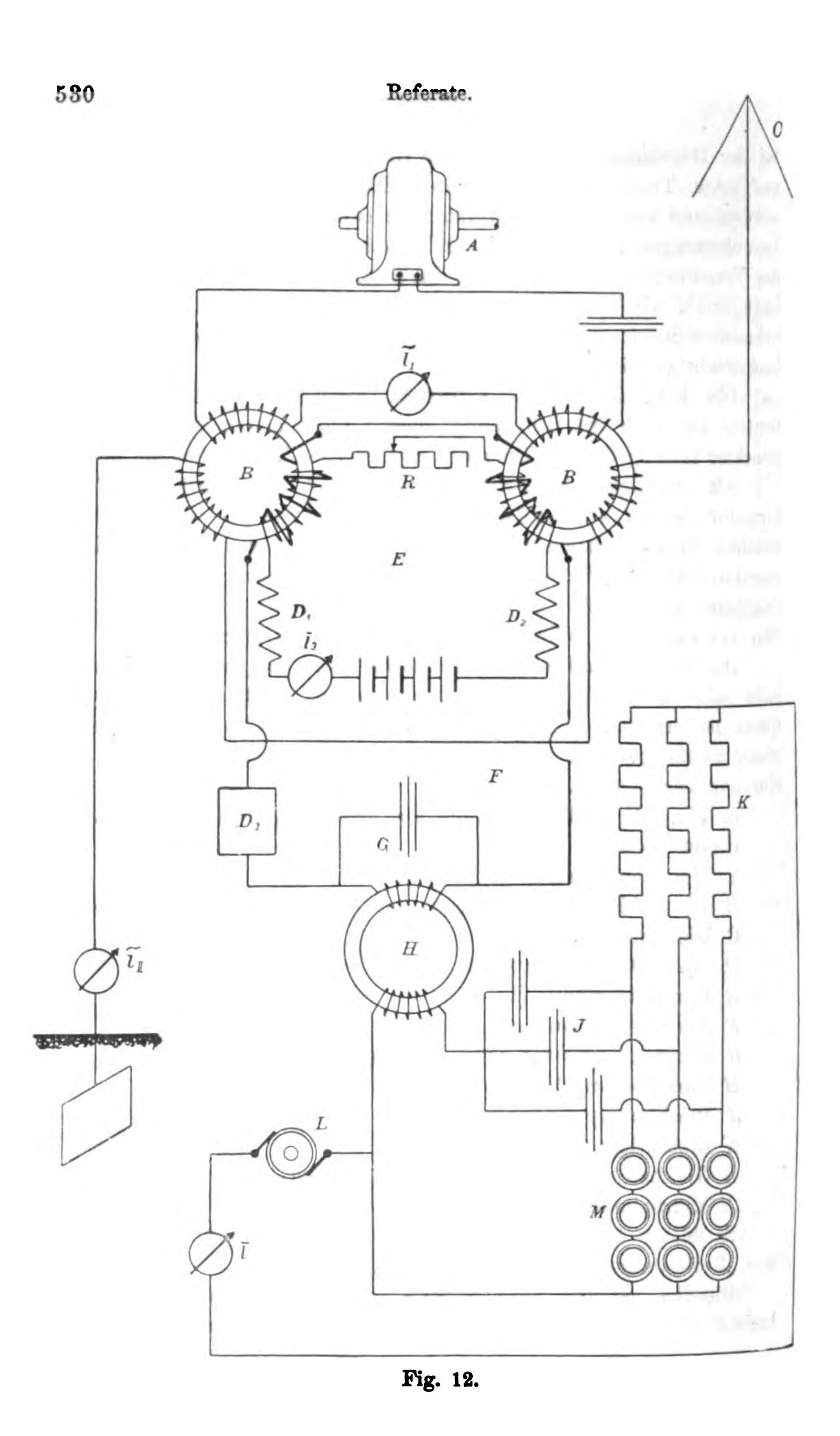



Fig. 12.

dieser Abdrosselung keine Schwierigkeiten entgegentreten, angesichts der Anwendungsmöglichkeit eisengeschlossener, hochwindiger Spulen, liegt im Tonstromkreise die Sache insofern weit schwieriger, als eine Vergrößerung der an sich geringen Induktivität des Kreises natürlich auch eine Herabsetzung des Tonstromes zur Folge haben muß, was natürlich sehr ungünstig ist.

Es läßt sich leicht berechnen, daß eine ganz enorme Vergrößerung der Kreisinduktivität nötig wäre, um eine genügend hohe Drosselwirkung gegen Hochfrequenz zu erreichen.

Die Hochfrequenzspannung an den Klemmen der Tonstromwickelung, die natürlich auch von der doppelten Grundfrequenz ist, muß immerhin mit 500—1000 Volt in Rechnung gebracht werden. Läßt man nun im Tonstromkreise selbst noch einen Hochfrequenzstrom von 1 bis 2 Amp. zu — soweit darf man ohne weiteres gehen, wenn der Tonstromtransformator durch die große Kapazität $G$ gegen Hochfrequenz kurzgeschlossen ist — so wäre immerhin zur Abdrosselung noch

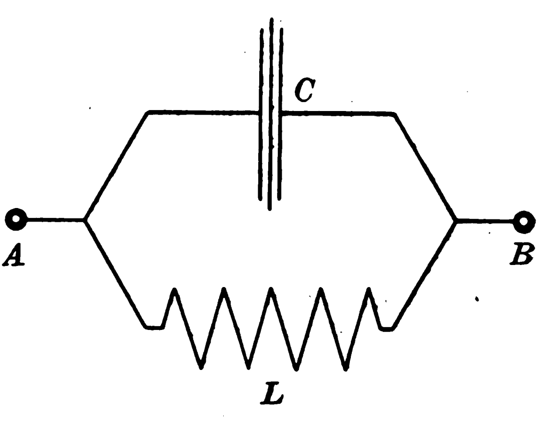


Fig. 13.

eine Reaktanz nötig von 500 $\Omega_s$. Dem entspräche bei einer Frequenz von $5 \times 10^5$ (die Periode der damals zu den Versuchen dienenden Anlage betrug, wie bereits angedeutet, $80 \times 10^3$) eine Induktivität von $10^6$ cm. Da die „nützliche" Selbstinduktion nur $4 \times 10^4$ cm beträgt, würde eine Drossel mit einer Selbstinduktion von $10^6$ cm, also einer 25mal größeren, den Tonstrom ganz außerordentlich herabsetzen.

Somit stellt die Drosselungsanordnung $D_3$ einen ungemein wichtigen Teil der Anlage dar, auf dessen Durchbildung die größte Sorgfalt zu verwenden war.

Bei der Anwendung eines sogenannten „Stromresonanzkreises", welcher mit den Punkten $A$ und $B$ (Fig. 13) in den Kreis $F$ gelegt wurde, und der, wie bekannt, bei fehlenden Energiekomponenten und

sobald $L$ und $C$ der Resonanzbedingung Genüge leisten, die Impedanz $= \infty$ annimmt, zeigte sich, daß infolge der Unmöglichkeit, die Dämpfungswerte der Selbstinduktion und der Kapazität unter einen gewissen Wert zu bringen, eine ideale Drosselwirkung nicht zu erreichen ist.

In der Tat läßt sich auch rechnerisch zeigen, daß stets relativ ungemein kleine Widerstandswerte dazu gehören, um eine wirklich sehr hohe Impedanz herstellen zu können, Widerstandswerte, die ihrerseits nicht in Einklang zu bringen sind mit den sie bestimmenden Abmessungen der Wechselstromwiderstände $L$ und $C$.

Immerhin gelang es mir bei einer Selbstinduktion $L = 10^5$ cm und der entsprechenden Kapazität den Hochfrequenzstrom auf 2 bis 4 Amp. herabzudrosseln. Ideal war diese Drosselwirkung somit nicht, denn sie mochte sich auch, wennschon nicht stark, in einer Abnahme des Antennenstromes bemerkbar.

Schließlich ist mir eine wesentliche Verbesserung der Drosselwirkung durch einen kleinen Kunstgriff gelungen, und zwar durch eine Schaltungsanordnung entsprechend der Fig. 14. Es bedeuten hierin $S_{I}$, $S_{II}$ resp. $S_{III}$, $S_{IV}$ je eine bifilar gewickelte Spule von sehr hoher Selbstinduktion jeder einzelnen Wickelung und möglichst geringem Widerstande.

$S_{V}$ und $S_{VI}$ dagegen bedeutet ein voneinander und von der übrigen Spulenanordnung örtlich möglichst getrenntes Spulenpaar von sehr geringer Induktivität pro Wickelung. Außerdem war eine variable Kapazität $C$ in der in Fig. 14 angedeuteten Weise angeschaltet.

Bei einem gewissen Werte von $C$ trat nun eine ganz außerordentliche Drosselung ein, indem der parasitäre Hochfrequenzstrom stets innerhalb der Grenze von 1 Amp. blieb.

Die Reaktanz der ganzen Anordnung für Niederfrequenz war natürlich praktisch nur durch jene gegeben der beiden parallel geschalteten Spulen $S_{V}$ und $S_{VI}$, deren jede nur eine Selbstinduktion von beiläufig 40000 cm besaß. Eine theoretische Klärung der außerordentlich hohen Drosselwirkung würde hier zu weit führen; ich beschränke mich deshalb darauf, meiner Annahme Platz zu geben, daß $S_{IV}$, $C$, $S_{V}$ die Rolle eines Stromresonanzkreises spielt, dessen schon an und für sich bestehende stromdrosselnde Wirkung durch die innige und induktive Verkettung der übrigen Elemente so beträchtlich gesteigert wird.

Die Frage nach einer Drosselung zwischen Tonstrom- und Hochfrequenzsystem wird natürlich wiederum und in weit höherem Maße

aktuell, sobald es sich darum handelt, mit noch weit höheren Energiemengen, also beträchtlich größeren Anlagen zu telephonieren.

Die Schwierigkeit der Drosselung ist natürlich dabei eine ebenfalls beträchtlich gesteigerte, und zwar in zweifacher Hinsicht. Einmal sind die auftretenden Hochfrequenzpotentiale infolge erhöhter Antennenenergie größer, zweitens aber die Antennenfrequenz nicht unbeträchtlich geringer. (Die Wellenlänge moderner Großkraftstationen geht bis 10 km herab.)

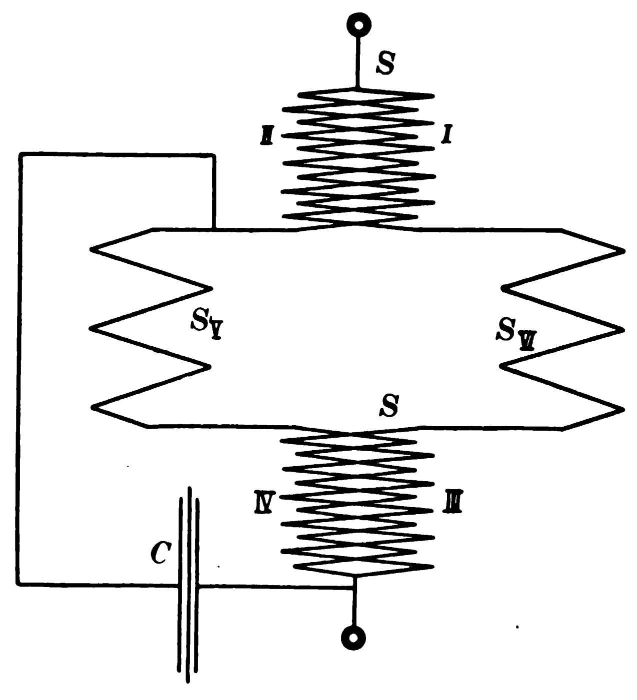



Fig. 14.

Es besteht aber auch in dem Falle gesteigertster Energiemengen die Möglichkeit der Beseitigung dieser Schwierigkeit, und ich behalte mir vor zu einer Zeit, in der mir das Bedürfnis danach vorzuliegen scheint, eine weitere Möglichkeit anzugeben, jede beliebige Drosselungswirkung zu realisieren, ohne überhaupt ein Mange an Tonstrom verzeichnen zu müssen.

Die praktischen Erfolge, die mit diesem neuen System mir möglich war zu zeitigen und über die die Gesellschaft für drahtlose Tele-

graphie seinerzeit bereits in Tages- und Fachzeitschriften eingehend berichtet hat, dürften einen Beweis liefern der weiteren Tragfähigkeit des Systems.

Dem Fachmann dürfte es nicht uninteressant sein, zu erfahren, daß die Empfangslautstärke in Norddeich 1—2 $\Omega$, in Wien (nur kleine Empfangsantenne) 4—6 $\Omega$ und endlich in Straßburg 6 $\Omega$ betrug, während sich der Sendeapparat in Nauen befand.

Die Verwirklichung des Problems der drahtlosen Telephonie scheint nach dem Bisherigen in greifbare Nähe gerückt zu sein; der Zukunft allerdings muß es vorbehalten bleiben, zu entscheiden ob und wann die Radiotelephonie, auch wenn sie technisch alle wichtigen Bedingungen erfüllt, sich eingliedern läßt in die Reihe der übrigen kommerziellen Verkehrsmittel.

(Eingesandt 1. Dezember 1914.)

Adresse des Autors: Nürnberg, Mittlere Pirkheimerstr. 28 I.

---

**Frederick A. Kolster**)[1], Ein direkt zeigendes Instrument für Dekrement- und Wellenmessungen. (Vgl. Journ. Ac. of Sc. Nr. 20. S. 569. 1914 u. Sc. Papers Bur. Stand. Nr. 235.)

Dekrementsmessungen an Radiostationen in den Vereinigten Staaten sind von besonderem Interesse geworden, seitdem behördlich u. a. vorgeschrieben ist, daß das log. Dekrement per ganze Schwingung im Wellenzug des Senders den Wert 0,2 nicht übersteigen soll.

Das Instrument (dessen ausführliche Beschreibung im Bull. Bur. Stand. inzwischen erschienen ist) arbeitet nach der Bjerknes-Methode, jedoch werden besonders sorgfältige Beobachtungen und Rechnungen, wie sie die Bjerknes-Formel verlangen, durch dasselbe unnötig gemacht. Ein wichtiger Bestandteil ist ein variabler Kondensator, dessen Kapazität in geometrischer Progression sich ändert. Die vereinfachte Bjerknes-Formel kann geschrieben werden:

$$\delta_2 + \delta_2 = \pi \frac{C_r - C}{C} = \pi \frac{\Delta C}{C}$$

wo bedeuten: $\delta_1$ das Dekrement des zu messenden Kreises und $\delta_2$ das bekannte Dekrement des Meßinstrumentes, $C_r$ den Kapazitätswert des variablen Kondensators bei Resonanzeinstellung und $C$ eine etwas

---

1) Wir bringen später noch die ausführliche Mitteilung des Autors.
Die Redaktion.

verschiedene Kapazität von einem solchen Wert, daß die Energie im Instrument bei Resonanz auf die Hälfte reduziert wird.

Da der variable Kondensator seine Werte in geometrischer Progression ändert, so ist für irgendeine Verschiebung der Kondensatorplatten die prozentuale Kapazitätsänderung $\frac{\Delta C}{C}$ über den ganzen Änderungsbereich konstant.

Es läßt sich also mit diesem Kondensator eine genau eingeteilte Skala verbinden, von der Werte $\delta_1 + \delta_2$ direkt ablesbar sind. E.

(Eingesandt 1. März 1815.)

---

# Patentschau.

Von **H. Eales.**

Das D. R. P. Nr. 277491 von Dr. Johann Sahulka in Wien betrifft einen Sender für drahtlose Telegraphie, bei welchem sowohl die Ladung als auch die Entladung des Kondensators im Schwingungskreise durch einen oszillatorischen Strom erfolgt; das Wesentliche dieses Senders besteht darin, daß im Stromkreise der Stromquelle zwei Funkenstrecken angeordnet sind, welche mittels eines Hilfsstromkreises abwechselnd gezündet werden, wobei der Schwingungskreis einerseits an die Verbindungsstelle zwischen den Funkenstrecken und andererseits an einen Pol der Stromquelle angeschaltet ist und der in diesem Kreise befindliche Kondensator auf die volle Spannung der Stromquelle geladen wird, daß ferner die Entladung des im Schwingungskreise befindlichen Kondensators über einen anderen Kondensator erfolgt, zu welchem ein Widerstand parallel geschaltet ist, und daß endlich die abwechselnde Zündung der Funkenstrecken im Hauptstromkreise unter Vermittelung von Induktionsapparaten und eines Kontaktrades erfolgt, welche in einem Hilfsstromkreise eingeschaltet sind. In Fig. 1 und 2 sind zwei Ausführungsformen dieses Senders dargestellt. In Fig. 1 bedeutet $G_1$ eine Stromquelle beliebiger Art für Gleichstrom oder Wechselstrom. Der Stromkreis derselben ist über zwei in Serie geschaltete Funkenstrecken $F_1$ und $F_2$ geschlossen. Der Schwingungskreis, welcher den Kondensator $C_2$ und eine Spule $H_1$ enthält, ist einerseits an die Verbindungsstelle $M_1$ zwischen den Funkenstrecken $F_1$ und $F_2$, andererseits bei $M_2$ an eine Rückleitung der Stromquelle angeschlossen. Parallel zur Stromquelle ist ein Kondensator $C_1$ geschaltet, dessen Kapa-

zität viel größer sein soll als die Kapazität des Kondensators $C_2$, damit für die Ladung von $C_2$ eine größere Elektrizitätsmenge angesammelt sei und damit die Schwingungszahl des oszillatorischen Ladestromes im wesentlichen nur von der Kapazität $C_2$ abhänge. Durch Zündung der Funkenstrecke $F_1$ erfolgt die Ladung, durch Zündung der Funkenstrecke $F_2$ die Entladung des Kondensators $C_2$. Damit die Schwingungszahlen der oszillatorischen Ströme während der Ladung und Entladung des Kondensators $C_2$ gleich seien, ist in den Ladekreis noch ein kleiner induktiver Widerstand $H_2$ eingeschaltet, da sonst der Kondensator $C_1$

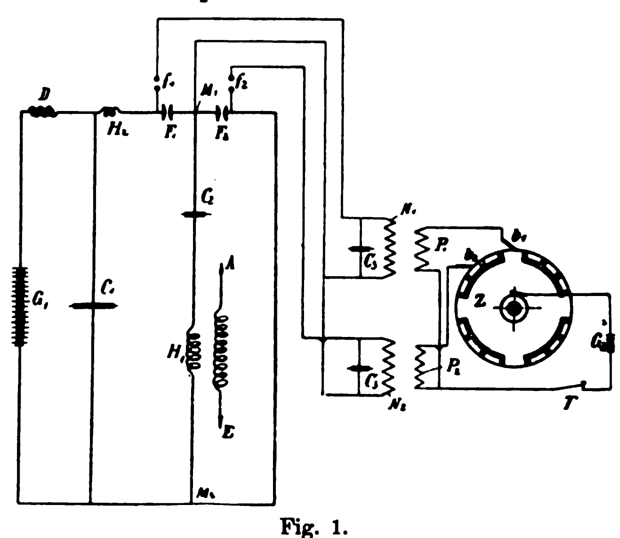



Fig. 1.

eine Erhöhung der Schwingungszahl des oszillatorischen Ladestromes im Vergleiche mit dem Falle der Entladung bewirken würde. Der Stromquelle ist noch eine Drosselspule $D$ oder ein größerer Ohmscher Widerstand vorgeschaltet, damit die Ladung des Kondensators $C_2$ nur durch den Kondensator $C_1$ erfolge. An den Funkenstrecken $F_1$ und $F_2$ dürfen nicht Lichtbogen stehenbleiben; deshalb sind zweckmäßigerweise mehrteilige Löschfunkenstrecken zu benutzen. In der Figur sind jedoch nur einfache Funkenstrecken gezeichnet. Die Spule $H_1$, durch welche die oszillatorischen Ströme fließen, ist entweder induktiv, wie gemäß der Figur, oder direkt mit der Antenne $A$ verbunden; die Erdverbindung der Antenne ist mit $E$ bezeichnet. Die Zündung der Funkenstrecken $F_1$ und $F_2$ erfolgt mittels eines Hilfsstromkreises, welcher die in der Fig. 1 gezeichnete Einrichtung haben kann. Die Stromquelle

des Hilfsstromkreises ist mit $G_2$ bezeichnet. Dieselbe ist mit einem Kontaktrade $Z$ und den primären Wickelungen $P_1$ und $P_2$ zweier Induktionsapparate verbunden; die zweiten Enden dieser Wickelungen sind mit zwei Bürsten $b_1$ und $b_2$ verbunden, welche auf dem Kontaktrade $Z$ schleifen und um die halbe Zahndistanz voneinander entfernt sind. In dieser Art wird während der Drehung des Kontaktrades der Strom in den Wickelungen $P_1$ und $P_2$ abwechselnd unterbrochen. Das Kontaktrad wird von einem beliebigen, in der Figur nicht gezeichneten Motor gedreht. Die Zwischenräume zwischen den Zähnen des Rades sind mit isolierten Zwischenlamellen ausgefüllt, damit das Rad eine glatte Oberfläche erhalte. Die sekundäre Wickelung $N_1$ des ersten

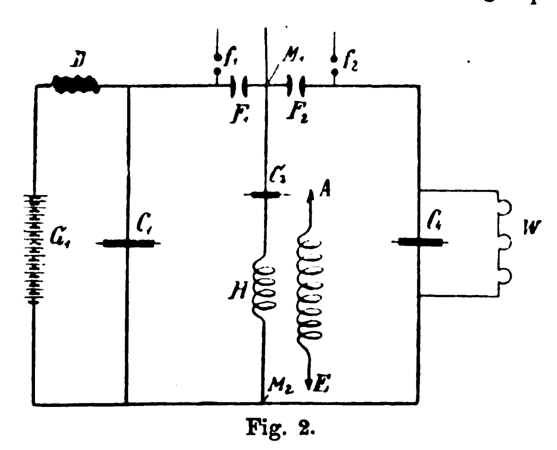


Fig. 2.

Induktionsapparates ist unter Zwischenschaltung einer Hilfsfunkenstrecke $f_1$ mit den Elektroden der Funkenstrecke $F_1$ verbunden; die sekundäre Wickelung $N_2$ des zweiten Induktionsapparates ist in gleicher Weise unter Zwischenschaltung einer Hilfsfunkenstrecke $f_2$ mit den Elektroden der Funkenstrecke $F_2$ verbunden. An die Enden der sekundären Wickelungen $N_1$ und $N_2$ sind kleine Kondensatoren $C_3$ geschaltet, damit kräftige Zündungsfunken entstehen. So oft die Funkenstrecke $F_1$ gezündet wird, erfolgt die Ladung des Kondensators $C_2$ mittels eines oszillatorischen Stromes; wenn die Funkenstrecke $F_2$ gezündet wird, erfolgt die Entladung mittels eines oszillatorischen Stromes von gleicher Schwingungszahl. Die Zündeinrichtung kann in beliebiger Weise abgeändert werden; wesentlich ist nur, daß die Funkenstrecken $F_1$ und $F_2$ abwechselnd gezündet werden.

Der Sender gemäß der Fig. 2 unterscheidet sich von dem Sender

gemäß der Fig. 1 nur durch die Einrichtung für die Entladung des Kondensators $C_2$ im Schwingungskreise. Gemäß der Fig. 1 wird der Kondensator $C_2$ über eine Kurzschlußverbindung zwischen der Funkenstrecke $F_2$ und der Stromquelle entladen. Würden an den Funkenstrecken $F_1$ und $F_2$ Lichtbogen stehen bleiben, so würde ein Kurzschluß der Stromquelle entstehen. Um dies zu vermeiden, ist beim Sender gemäß der Fig. 2 in die Rückleitung zwischen der Funkenstrecke $F_2$ und der Stromquelle ein Kondensator $C_4$ eingeschaltet. dessen Kapazität gleich sein soll der Kapazität des Kondensators $C_1$, damit der Ladestrom und Entladestrom des Kondensators $C_2$ gleiche Schwingungszahl haben; der beim Sender gemäß der Fig. 1 angeordnete induktive Widerstand $H_2$ kann entfallen. Beim Sender gemäß der Fig. 2 ist zu dem Kondensator $C_4$ noch ein großer Widerstand $W$ parallel geschaltet. Wenn der Widerstand $W$ fehlt, so entladet sich der Kondensator $C_2$ nicht vollständig, sondern nur so weit, bis die Spannung am Kondensator $C_4$ gleich ist der Spannung am Kondensator $C_2$. Dieser nimmt daher bei der nächstfolgenden Ladung weniger Elektrizität auf, weshalb auch der oszillatorische Ladestrom schwächer ist. Während der folgenden Entladung gibt der Kondensator $C_2$ noch weniger Elektrizität ab als bei der ersten Entladung, da der Kondensator $C_4$ schon eine Restladung hatte und die Entladung von $C_2$ nur in dem Maße stattfindet, bis $C_2$ und $C_4$ gleiche Spannung haben. Durch Parallelschaltung des Widerstandes $W$ zum Kondensator $C_4$ wird erreicht, daß sich der Kondensator $C_4$ in der Zeit, während der Kondensator $C_2$ geladen wird, stets über den Widerstand $W$ vollkommen entladet. Wenn dann die Funkenstrecke $F_2$ gezündet wird, so daß sich der Kondensator $C_2$ über die Spule $H$ und den Kondensator $C_4$ entladen kann, so hat der große Widerstand $W$ fast keinen Einfluß auf die Entladung, weil die oszillatorische Entladung hauptsächlich auf dem Wege durch den Kondensator $C_4$ erfolgt. Der Hilfsstromkreis ist in der Fig. 2 nur angedeutet; er stimmt mit dem in der Fig. 1 gezeichneten überein.

Derselbe Erfinder hat sich durch D.R.P. Nr. 277492 einen anderen Sender für elektrische Wellen schützen lassen, bei welchem die Verbindung zwischen dem Schwingungskreise und der Stromquelle in regelmäßiger Folge gewechselt und dadurch oszillatorische gedämpfte Ströme hervorgerufen werden. Das Wesentliche dieses Senders besteht darin, daß die Kommutation der Verbindungen zwischen dem Schwingungskreise und der Stromquelle und die Herstellung des Stromschlusses im Schwingungskreise unter Mitwirkung von Funkenstrecken erfolgt, welche

mit Hilfe eines Hilfsstromkreises gezündet werden; hierdurch wird bezweckt den Widerstand des Schließungskreises möglichst klein zu machen. Sahulka beschreibt in dieser Patentschrift vier Ausführungsformen eines solchen Senders, von denen hier nur eine an Hand der Fig. 3 beschrieben werden soll. In Fig. 3 bedeutet $G_1$ eine Stromquelle für Gleich- oder Wechselstrom, $D$ eine Drosselspule, welche in eine der Stromleitungen eingeschaltet ist, $C_1$ einen zur Stromquelle parallel geschalteten Kondensator von großer Kapazität. Der Schwingungskreis enthält den Kondensator $C_2$ und den induktiven Wider-

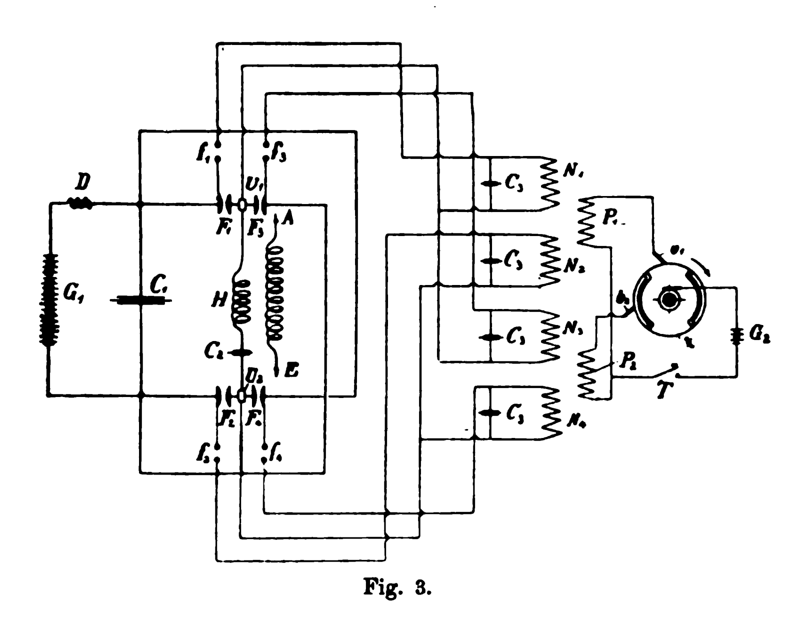



Fig. 3.

stand $H$. Die Antenne ist mit $A$, die Erdverbindung derselben mit $E$ bezeichnet. Der Kondensator $C_2$ und die Spule $H$ sind einerseits an die Verbindungsstelle $U_1$ zwischen den Funkenstrecken $F_1$ und $F_3$, andererseits an die Verbindungsstelle $U_2$ zwischen den Funkenstrecken $F_2$ und $F_4$ angeschlossen. Die freien Elektroden der Funkenstrecken $F_1$ und $F_4$ sind untereinander und mit dem einen Pol der Stromquelle $G_1$, die freien Enden der Funkenstrecken $F_2$ und $F_3$ sind untereinander mit dem zweiten Pol der Stromquelle verbunden. Zum Zwecke der Umladung des im Schwingungskreis befindlichen Kondensators $C_2$ werden einmal die Funkenstrecken $F_1$ und $F_2$, das andere Mal die

dient ein Hilfsstromkreis. Derselbe besteht aus einer Stromquelle $G_2$ von wenigen Elementen, einem in den Stromkreis derselben eingeschalteten Kontakträdchen $z$ und zwei Induktionsapparaten, deren Primärspulen $P_1$, $P_2$ abwechselnd unter Vermittelung des Kontakträdchens $z$ Strom erhalten. Jeder der beiden Induktionsapparate hat zwei sekundäre Wickelungen. Wenn in $P_1$ der Strom plötzlich unterbrochen wird, entsteht gleichzeitig in den sekundären Wickelungen $N_1$ und $N_2$ eine hohe Spannung; wenn der Strom in $P_2$ unterbrochen wird, entsteht gleichzeitig in den sekundären Wickelungen $N_3$ und $N_4$ eine hohe Spannung. Auf den Kontakträdchen $z$ schleifen zwei Bürsten $b_1$ und $b_2$. Mit $b_1$ ist das eine Ende der Spule $P_1$, mit $b_2$ das eine Ende von $P_2$ verbunden; die zweiten Enden von $P_1$ und $P_2$ sind an die Rückleitung zur Stromquelle $G_2$ angeschlossen. Die Bürsten $b_1$ und $b_2$ sind so eingestellt, daß die Spulen $P_1$ und $P_2$ abwechselnd Strom erhalten. Das Kontakträdchen $z$ wird von einem beliebigen kleinen Motor mit konstanter Umlaufzahl gedreht; die Zahl der Zähne des Rädchens ist in Wirklichkeit größer, als in der Figur gezeichnet ist. An jede der sekundären Wickelungen $N_1$, $N_2$, $N_3$, $N_4$ ist ein kleiner Kondensator $C_3$ angeschlossen. Von der Anschlußstelle $U_1$ führt eine Verbindungsleitung zu den Anfängen der Wickelungen $N_1$ und $N_3$, von der Verbindungsstelle $U_3$ eine Verbindungsleitung zu den Anfängen der Wickelungen $N_2$ und $N_4$. Die freien Enden von $N_1$ und $N_2$ sind unter Zwischenschaltung von kleinen Funkenstrecken $f_1$ und $f_2$ mit den im Hauptstromkreise angeordneten Funkenstrecken $F_1$ und $F_2$ verbunden; ebenso sind die freien Enden von $N_3$ und $N_4$ unter Zwischenschaltung von kleinen Funkenstrecken $f_3$ und $f_4$ mit den Funkenstrecken $F_3$ und $F_4$ im Hauptstromkreise verbunden. Man ersieht, daß während der Drehung des Kontakträdchens $z$ abwechselnd einmal bei $F_1$ und $F_2$, dann bei $F_3$ und $F_4$ Funken erzeugt und dadurch die Verbindungen zwischen dem Kondensator $C_2$ im Schwingungskreise und der Stromquelle $G_1$ ebenso oft gewechselt werden, als Zähne des Kontakträdchens $z$ bei den Bürsten $b_1$ und $b_2$ vorübergehen. Die Zeichengebung erfolgt mittels eines in den Hilfsstromkreis eingeschalteten Tasters $T$. Um ein Stehenbleiben von Lichtbögen an den Funkenstrecken zu vermeiden, kann man statt einfacher eventuell mehrteilige Funkenstrecken wählen. Die Funkenstrecken $F_1$ und $F_3$ können durch eine einzige mehrteilige Funkenstrecke gebildet sein, an deren Mitte der Schwingungskreis und die zu den Spulen $N_1$ und $N_3$ führenden Leitungen ausgeschaltet sind; ebenso können die Funkenstrecken $F_2$ und $F_4$ zu einer mehrteiligen Funkenstrecke vereint sein. Der Hilfsstromkreis

Funkenstrecken $F_3$ und $F_4$ gleichzeitig gezündet. Zu diesem Zwecke könnte eventuell anstatt von einer besonderen Stromquelle $G_2$ auch von der Hauptstromquelle $G_1$ Strom erhalten.

Dr. Riccardo Moretti in Rom hat sich durch D.R.P. Nr. 281297 ein Verfahren zur Erzeugung von gleichgerichteten Stromstößen in einem oder mehreren Schwingungskreisen mittels eines durch Wasser oder eine andere Flüssigkeit gekühlten Entladers schützen lassen, bei welchem ein Entlader verwandt, der aus zwei röhrenförmigen Elektroden besteht, deren Bohrungen gleiche Durchmesser aufweisen und deren Achsen auf ein und derselben Linie fest und unverrückbar angeordnet sind, und bei dem ferner der Flüssigkeitsstrahl durch eine der Elektroden zu der Funkenstrecke geführt wird. Dieser Entlader ist in Fig. 4 dargestellt, in der 7 und 8 die beiden röhrenförmigen Elektroden und 12 einen größeren Hohlraum bedeuten. Die eine Elektrode (7 in Fig. 4) ist mit einem Flüssigkeitszufluß versehen, durch den der Funkenstrecke ständig eine Flüssigkeit, gegebenenfalls auch in zerstäubtem Zustande, zugeführt wird. Dieser Entlader ist in einen beliebigen aus Kapazität und Selbstinduktion bestehenden Schwingungskreis eingeschaltet. Wenn zwischen den in geringem Abstande einander gegenüber angeordneten Elektroden ein Funkenübergang stattfindet, so ist die Wirkung an der Funkenstrecke so, als ob um einen Flüssigkeitskern ein Kranz elektrischer Funken gebildet wird. Eine Lichtbogenbildung zwischen den Metallteilen tritt nicht ein, sondern eine regelmäßige Folge kleiner Funken, sog. Lösch- oder Zischfunken. Die einzelnen Entladungen haben nicht den Charakter einer oszillatorischen Entladung, sondern stellen abgerissene, gleichgerichtete Stromstöße dar, so daß in einem mit dem am Entlader liegenden Primärkreis gekoppelten Sekundärkreis ein ununterbrochener Wellenzug schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen von gleichbleibender Amplitude entsteht. Treten zwischen beiden Elektroden infolge zu schneller Verdampfung o. dgl. der in die Funkenstrecke gelangten Flüssigkeit plötzliche Druckänderungen auf, so wirkt die hohle Elektrode 8 gleichsam als Ausgleichkammer, besonders wenn man, wie es in der Zeichnung dargestellt ist, die Elektrode mit einem größerem Hohlraum 12 in Verbindung bringt. Plötzlich auftretende Verdampfungen u. dgl. verursachen dann in der Funkenstrecke nur geringe Druckänderungen, da sich der Druck sofort auf den ganzen Elektrodenhohlraum verteilt, und sind nicht imstande, größere Widerstandsänderungen in der Funkenstrecke und dementsprechend Änderungen in der Intensität der Schwingungen hervorzurufen. Eine besondere Einregelungsvorrichtung, die

die Elektroden je nach dem zwischen ihnen herrschenden Dampfdruck einstellt, ist hierbei vollkommen entbehrlich.

Das D. R. P. Nr. 282883 der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin betrifft eine Anordnung zur Frequenzverdoppelung eines Wechselstromes; das Verfahren besteht darin, daß vier paarweise im entgegengesetzten Sinne gleichstrommagnetisierte Spulen in Brückenschaltung geschaltet werden, wobei der primäre Wechsel-

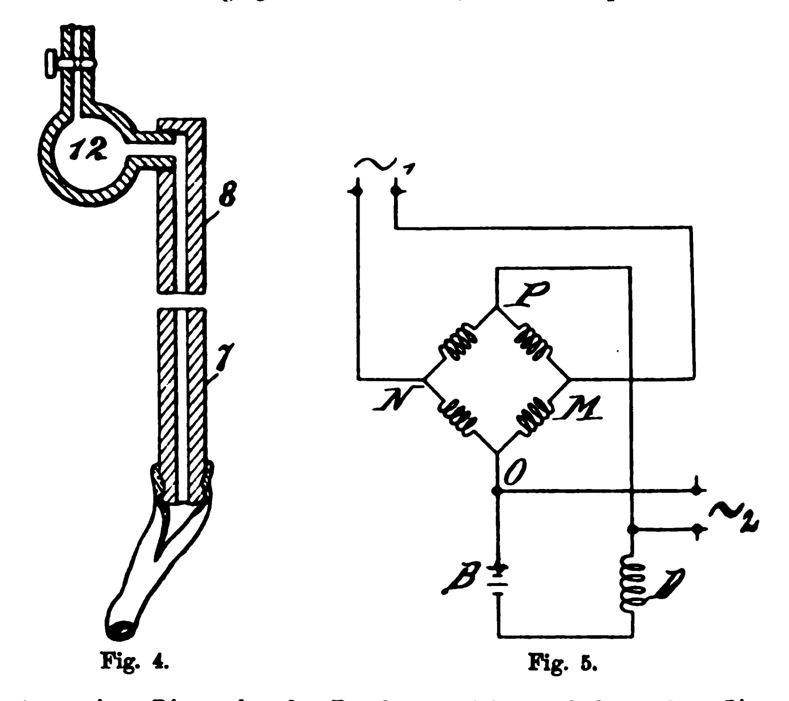



Fig. 4. Fig. 5.

strom einer Diagonalen der Brücke zugeführt und der anderen Diagonalen der Wechselstrom doppelter Periodenzahl entnommen wird. Fig. 5 zeigt diese Anordnung. Die Punkte *M* und *N* der Brücke werden mit der Periodenzahl ∼ 1 gespeist, während die Gleichstromquelle *B* über die Drosselspule *D* die Punkte *O* und *P* speist. Von den Zuleitungen zu diesen Punkten wird der sekundäre Wechselstrom ∼ 2 entnommen. Bei der Ausführung nach Fig. 6 sind die im allgemeinen getrennt ausgeführten Transformatoren zu einem einzigen dreischenkligen Transformator vereinigt. Die in Brückenschaltung gelegten Wickelungen sind auf dem Außenschenkel angeordnet, während der mittlere Schenkel unbewickelt bleibt. Die Bezeichnungen sind die

gleichen wie die der Fig. 5. Die Pfeile deuten die momentane Richtung der Magnetisierung an. Die Drosselspule ist regulierbar dargestellt. $W$ bezeichnet einen im Gleichstromkreis liegenden Regelwiderstand. Um zu verhindern, daß der Gleichstrom in das sekundäre Netz fließt, kann man, wie üblich, einen Kondensator in das sekundäre Netz einschalten. Sollte dieser nicht nötig bzw. nicht erwünscht sein (z. B. bei niedrigen Periodenzahlen), so kann das Gleichstromfeld

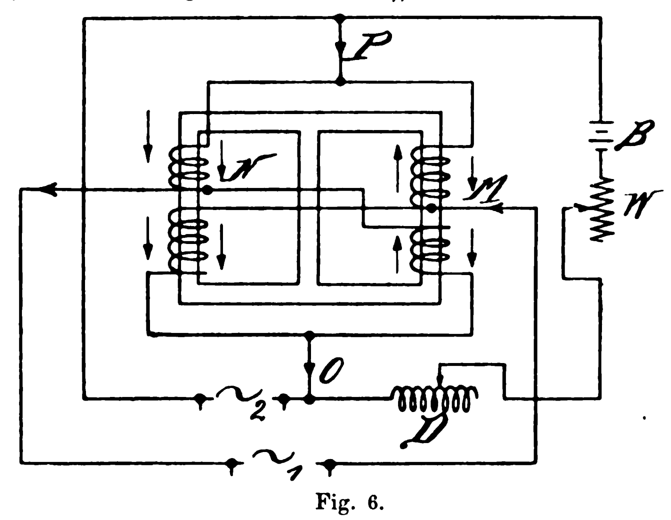



Fig. 6.

durch eine besondere Erregerwickelung, beispielsweise im Falle der Fig. 6 auf den mittleren Schenkel erzeugt werden, während die beiden Arbeitswickelungen (Wechselstromwickelungen) vereinigt bleiben.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 283418 ein Verfahren zur Frequenzsteigerung mittels statischer Einrichtungen mit Hilfsmagnetisierung schützen lassen, bei welchen die Wechselstromwickelungen in bezug auf den Primärstrom parallel zueinander liegen, wobei die doppelte Frequenz der Leitung entzogen wird, die die (Primär-) Wechselstromwickelungen unmittelbar miteinander verbindet, schützen lassen. Diese Anordnung ist in Fig. 7 dargestellt. $A$ ist der Wechselstromgenerator, der den primären Wechselstrom in die beiden parallel zueinander liegenden Zweigkreise $B_1$ und $B_2$ schickt. In den beiden Zweigkreisen liegen die Drosselspulen $c_1$ und $c_2$, die auf offene oder geschlossene, mit Hilfsmagnetisierung versehene Eisenkerne gewickelt sind. Die Hilfsmagnetisierung in dem Kern $c_1$ ist so gerichtet, daß sie der Magnetisierung

durch die eine Wechselstromhälfte entgegensteht, während die Hilfsmagnetisierung im anderen Kern der Magnetisierung durch die andere Wechselstromhälfte entgegengerichtet ist. Die Kondensatoren $k$ und $l$ sollen andeuten, daß es sich um abgestimmte Kreise handelt. In jedem der Zweigkreise wird die Stromkurve in solcher Weise verzerrt, daß die Maxima paarweise genähert sind. Die entgegengesetzte Addition zweier solcher verzerrten Ströme ergibt infolge der Phasenverschiebung zwischen den Strömen der beiden Zweigkreise $B_1$ und $B_2$ einen Strom doppelter

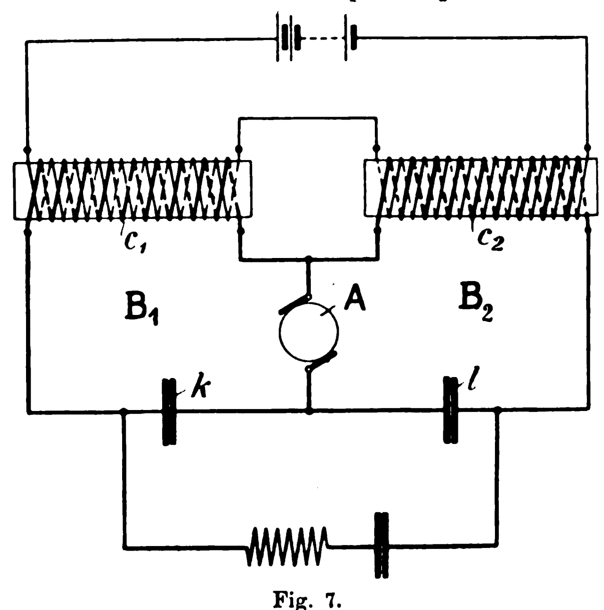



Fig. 7.

Frequenz. Nun befinden sich aber die Wickelungen $c_1$ und $c_2$, die in bezug auf die Maschine in einem bestimmten Wickelungssinn (auf der Zeichnung im entgegengesetzten Wickelungssinn) parallel zueinander liegen, in der sie direkt verbindenden Leitung $c_1$-$c_2$-$l$-$k$-$c_1$ in Hintereinanderschaltung im anderen (auf der Zeichnung im gleichen) Wickelungssinn. Infolgedessen findet in dieser Leitung $c_1$-$c_2$-$l$-$k$-$c_1$ eine entgegengesetzte Addition statt, die, wie erwähnt, einen Strom doppelter Frequenz liefert. In an sich bekannter Weise kann diese Frequenz der Leitung durch einen irgendwie mit ihr in Verbindung gebrachten Schwingungskreis entzogen werden.

Das D. R. P. Nr. 282276 von Dr. Ing. R. Goldschmidt in Berlin betrifft ein Verfahren zur Verminderung kapazitiver Ausgleichsströme

bei elektrischen Maschinen, Hochfrequenzmaschinen, Transformatoren und ähnlichen Vorrichtungen. Das Wesentliche besteht hier darin, daß die Wickelung in mehrere Teile geteilt und unter Zwischenfügung einer Kombination von Drosselspulen und Kondensatoren wieder zusammengeschaltet wird, wobei für den Fall des Vorhandenseins einer zweiten Wechselstromfrequenz dieser besondere Wege in zu den einzelnen Wickelungsabteilungen parallel liegenden Abstimmungskreisen geschafft werden.

Dipl.-Ing. Dr. Hugo Mosler in Zehlendorf b. Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 283563 eine Ventilationsanordnung für Hohlelektroden von Stoßfunkenstrecken schützen lassen, die dadurch gekennzeichnet ist, daß in hohlen Elektrodenringen ein Unterdruck erzeugt wird, der aus entsprechenden Löchern in den Elektroden Außenluft ansaugt, welche zunächst die Außenfläche der Elektroden kühlt und hierauf in das Innere der Elektroden zur weiteren Wärmeentziehung strömt unter gleichzeitiger Abführung der gesundheitsschädlichen Gase aus der Funkenstrecke und Durchlüftung derselben. Diese Anordnung ist in Fig. 8 dargestellt. Daselbst bezeichnet *a* die Hohlelektroden, *b* einen Isolationskörper, *c* isolierende Scheiben zur Einstellung entsprechender Funkenlängen und *d* eine Anzahl von Öffnungen in den Hohlelektroden. Die Röhren *e* sind an eine Saugleitung angeschlossen, um die durch die Funken erzeugten, der Gesundheit schädlichen Gase abzusaugen. Hierdurch wird zugleich eine zweckentsprechende Kühlwirkung auf die Elektroden ausgeübt, indem ihnen die erwärmte Luft im Innern entzogen, kalte Luft von außen angesaugt und die ionisierten Gasteile aus der Funkenstrecke fortgeführt werden.

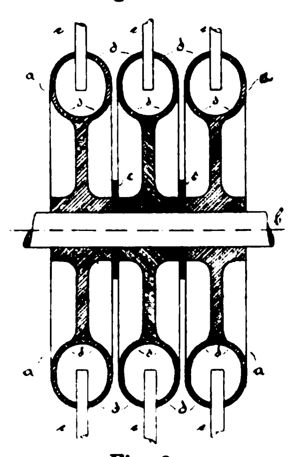


Fig. 8.

Das D. R. P. Nr. 279124 von Dan Zaharia und Gustav Rothländer in Constantza, Rumänien betrifft eine Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie, die eine erhebliche Steigerung der Empfangsintensität gestatten soll, die im Detektor zur Wirkung gebracht wird. Die Erfindung ist schematisch in vier Figuren, Figg. 9, 10, 11 und 12, dargestellt. Es ist I der Primärkreis und II der Sekundärkreis. An die Primärspule 1 sind in bekannter Weise zwei Schleifkontakte 2

und 3 angelegt, von denen der eine zur Antenne 4, der andere zur Erde 5 führt. Die Primärspule ist durch eine Leitung überbrückt, in der ein Regulierwiderstand 6 eingeschaltet ist, so daß die Primärspule mehr oder weniger kurzgeschlossen werden kann. Der Sekundärkreis II ist durch die Leitung 7 einpolig mit dem Primärkreis verbunden. Es befindet sich in ihm die Selbstinduktionsspule 8 und der Detektor 9. Ferner ist unmittelbar in den Sekundärkreis ohne

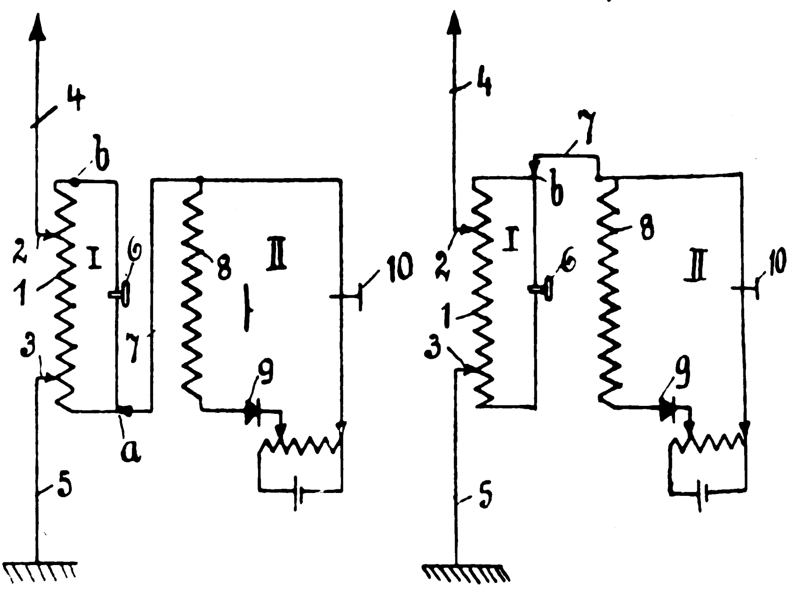



Fig. 9. Fig. 10.

Zwischenschaltung von Blockkondensatoren das Telephon 10 eingeschaltet. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß das Telephon direkt im Detektorkreis liegt, wobei aber Detektor mit Telephon nicht lediglich im Sekundärkreis liegen, sondern gleichzeitig auch mit dem Primärkreis verbunden sind. Diese Verbindung erfolgt aber nicht dadurch, daß der Detektor parallel zum Sekundär- und Primärkreis gelegt ist, sondern daß der Sekundärkreis einpolig an den Primärkreis angeschlossen ist. Da der Detektor den Sekundärkreis für die Hochfrequenzschwingungen unterbricht, ist der Sekundärkreis für nicht geschlossen anzusehen. Hierdurch und durch seinen einpoligen Anschluß an den Primärkreis wird erreicht, daß das in dem Sekundärkreis liegende Telephon 10, dessen Selbstinduktion mehrere tausendmal größer

ist als die übliche, in den Sekundärkreis neben dem Kondensator eingeschaltete Selbstinduktion, wie eine Strahlspule wirkt. Infolgedessen treten bei richtiger Abstimmung am Detektor erheblich größere Spannungen zur Anregung des Detektors auf, als wenn der Sekundärkreis vom Primärkreis getrennt wäre. Eine Folgerung aus dieser Schaltung und damit ein weiteres Kennzeichen der Erfindung ist, daß in dem Sekundärkreis vor dem Telephon keine Kapazitäten liegen dürfen, weil hierdurch die Wirkung der Telephonspule als Strahlspule herabgesetzt

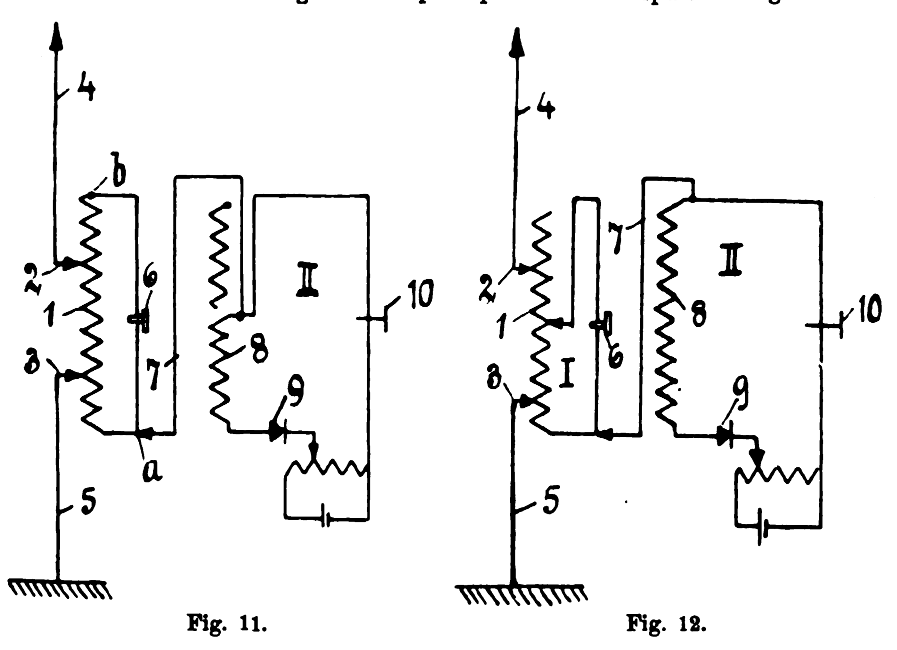



Fig. 11. Fig. 12.

würde. Schließt man das Telephon, wie in Fig. 9 dargestellt, an den Punkt *a* der Primärspule an, so kann die Primärspule zwischen diesem Punkt *a* und dem Punkt *b* mittels der regulierbaren Widerstandsschraube 6 mehr oder weniger kurzgeschlossen werden. Hierdurch kann man die schädlichen Schwingungen mehr oder weniger kurzschließen und infolgedessen Störungen von der Primärspule fernhalten, während dagegen die in Resonanz befindlichen Schwingungen nahezu ungeschwächt in der auf Resonanz gebrachten Strahlspule verstärkt werden. Würde man dieses Kurzschließen der Primärspule bei den bisher üblichen Empfangsanordnungen anwenden, so hätte es stets eine beträchtliche Schwächung auch der resonierenden Empfangsintensität

zur Folge. Somit ist auch diese Einrichtung ein besonderes Kennzeichen und ein besonderer Vorteil der vorliegenden Empfangsanordnung. Die Abstimmung des Primärkreises auf den Detektorkreis bzw. das Telephon erfolgt mittels der Gleitkontakte 2 und 3. Die verwendete Primärspule muß dabei einen ziemlich erheblichen Variationsbereich ermöglichen. Um dieses zu erreichen, wird sie nicht, wie üblich, aus blankem Draht hergestellt, sondern aus isoliertem Draht, wodurch erreicht wird, daß außer der Selbstinduktion noch verteilte Kapazität vorhanden ist, die den Variationsbereich derart erweitert, daß eine Abstimmung auf den Telephonkreis möglich ist. Diese Konstruktion der Primärspule ist demnach ebenfalls für die vorliegende Anordnung erforderlich und ein besonderes Kennzeichen derselben. Fig. 10 zeigt eine Anordnung, bei der die Sekundärspule 8 unmittelbar an die Primärspule 1 angeschlossen ist. Fig. 11 zeigt eine Schaltung, bei der die Primärspule ganz benutzt wird, die Sekundärspule jedoch zum Teil ausgeschaltet ist. Fig. 12 zeigt eine Schaltung, bei der die Sekundärspule ganz benutzt wird, dagegen die Primärspule nur halb. Naturgemäß kann man auch Primär- und Sekundärspule teilen und für die verschiedenen Variationen die Schaltung gemäß Fig. 10 anwenden.

Egbert von Lepel und Ernst Werndl in Berlin-Wilmersdorf haben sich durch D. R. P. Nr. 277707 ein Verfahren zur Messung der Wellenlänge und Dämpfung elektromagnetischer Schwingungen schützen lassen. Es besteht darin, daß man durch die zu untersuchenden Schwingungen unter Anordnung zweier Resonanzkreise gleicher Dämpfung zwei gegeneinander wirkende Indikatoren oder einen gemeinsamen Differentialindikator direkt oder indirekt erregt, wobei man zunächst unter Abstimmung beider Resonanzkreise durch entsprechende Abgleichung der Indikatorenempfindlichkeit oder des Koppelungsgrades die Indikatorenwirkung aufhebt und sodann die Koppelung des ersten Kreises oder die Indikatorenempfindlichkeit in einem voraus bestimmten Verhältnis (z. B. 2 : 1) ändert, worauf man durch Änderung der Kapazität oder Selbstinduktion den zweiten Kreis aufwärts und abwärts so weit verstimmt oder durch Änderung des Widerstandes so weit dämpft, daß die Detektorenwirkung abermals aufgehoben ist oder ein Minimum aufweist, so daß man aus der hierzu notwendigen Kapazitäts-, Selbstinduktions- oder Widerstandsänderung in bekannter Weise Wellenlänge und Dämpfung berechnen oder direkt ablesen kann; als gegeneinander wirkende Indikatoren oder als gemeinsamer Differentialindikator sollen dabei Vorrichtungen gewählt werden, die für Impulse vom Rhythmus

hochfrequenter Schwingungen eine integrierende Wirkung haben, während sie für Impulse vom Rhythmus akustischer Töne diese Wirkung nicht mehr aufweisen. Die während des Verfahrens notwendigen Schaltungsänderungen werden durch einen mehrpoligen Umschalter bewirkt, der so angeschlossen ist, daß die geometrische Reihenfolge der Kontaktpunkte der zeitlichen Reihenfolge der Schaltungen entspricht. Fig. 13 zeigt eine Anordnung zur Ausführung dieses Verfahrens; die zu untersuchenden Schwingungen, welche beispielsweise der Sendedraht *s* ausstrahlt, erregen zunächst zwei Resonanzkreise *a* und *b*, die mittels der variablen Kondensatoren *c*

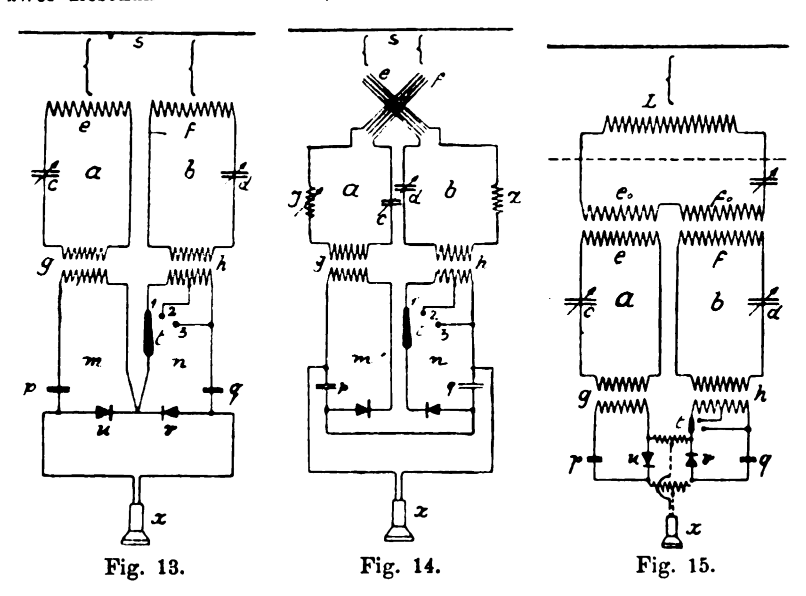


Fig. 13. Fig. 14. Fig. 15.

und *d* auf Resonanz abgestimmt werden; durch die Anordnung zweier Resonanzkreise werden die beiden gegeneinander geschalteten Detektoren *u* und *v*, die in den mit *a* und *b* lose gekoppelten Kreisen *m* und *n* liegen, auch bei sehr schwachem Schwingungsfeld verhältnismäßig stark erregt. Die Wirkung der Detektoren wird nun durch entsprechende Änderung des Koppelungsgrades bei *g* aufgehoben, was (sofern es sich um tönende Funken handelt) mittels eines gewöhnlichen Telephons *x* festgestellt werden kann, da dieses in der Nullage tonlos wird. (Im Falle nicht tönender Wellen wird man an Stelle des Telephons beispielsweise ein Galvanoskop einschalten.) Hierauf wird die Koppelung bei *h* durch Umschaltung des Schalters *t* auf Kontaktpunkt 2 im Verhältnis 2 : 1 geändert, wodurch das elektrische Gleich-

gewicht gestört wird und das Telephon zu tönen beginnt. Wird nun der Resonanzkreis *a* mittels des variablen Kondensators *c* so weit aufwärts und abwärts verstimmt, daß das Telephon abermals tonlos wird, so sind die Brandesschen Punkte gefunden, und man kann nach den eingangs angeführten Formeln die Dämpfung berechnen. (Die Kondensatoren *p* und *q* müssen genügend große Kapazität haben, damit die durch das Telephon fließenden Ströme den bei *g* und *h* induzierten Spannungen bei allen Wellenlängen proportional sind.) Der Kontaktpunkt 3 des Schalters *t* soll die anfängliche Abstimmung der Kreise *a* und *b*, die gleichfalls mit Hilfe des Telephons ausgeführt wird, erleichtern. Man schaltet nämlich zunächst auf Kontaktpunkt 1 und stimmt den Kreis *b* ab, sodann schaltet man auf Kontakt 3 um, wodurch der Detektor *v* kurzgeschlossen wird, so daß nun der Kreis *a* abgestimmt werden kann. Es ist aber zweckmäßig, den Schalter *t* so auszuführen, daß die geometrische Reihenfolge der Kontaktpunkte der zeitlichen Reihenfolge der Schaltungen entspricht. Der Meßvorgang ist nunmehr folgender: Schalterstellung 1: Abstimmung des Kreises *b*; Stellung 2: Abstimmung des Kreises *a*; Stellung 3: Abgleichung der Detektoren auf die Nullage; Stellung 4: Ermittelung der Brandesschen Punkte durch Verstimmung des Kreises *a*. Die Abgleichung der Detektoren auf die Nullage kann auch durch einen regelbaren Widerstand oder ähnliche Mittel erfolgen, oder auch durch entsprechende Lageveränderung der Spulen *e* und *f*. Zu diesem Zwecke eignen sich am besten zwei Spulen *e* und *f* gleicher Größe, die, wie in Fig. 14 angedeutet, kreuzweise angeordnet sind. Da die Spulen zwei zueinander senkrechte Kreisringe mit einem gemeinsamen Durchmesser bilden, können sie aufeinander nicht induzieren, was eine Grundbedingung des vorliegenden Verfahrens ist; man kann aber durch Drehung des Spulenpaares um den gemeinsamen Durchmesser das gegenseitige Verhältnis der Erregung beliebig variieren. In Fig. 14. erscheint das Verfahren ferner dahin vervollkommnet, daß die Abstimmung der Resonanzkreise durch zwei veränderliche Kondensatoren *c* und *d* erfolgt, deren bewegliche Teile mechanisch miteinander verbunden sind, während zur Verstimmung des Kreises *a* zwecks Aufsuchens der Brandesschen Punkte eine variable Selbstinduktion *y* angeordnet ist. (Mit *z* ist eine zum Ausgleich für *y* in den Kreis *b* gelegte unveränderliche Selbstinduktion bezeichnet.) Diese Anordnung bringt zwei wesentliche Vorteile: Erstens erfolgt die Abstimmung beider Resonanzkreise nun gemeinsam durch nur einen Handgriff, und zweitens entspricht hierbei einem bestimmten Dämpfungsdekrement der

Brandesschen Formel zufolge bei allen Wellenlängen aufwärts und abwärts ein und dieselbe Veränderung der variablen Selbstinduktion $y$, so daß man letztere mit einer Skala versehen kann, die direkt in Dämpfungsdekrementen geeicht ist. Natürlich kann man die beiden Resonanzkreise auch durch variable, mechanisch verbundene Selbstinduktionen abstimmen und die Verstimmung des Kreises $a$ mittels eines variablen Kondensators bewirken. Unter Umständen, insbesondere bei Anwendung konstanter Detektoren, ist es zweckmäßig, die beiden Resonanzkreise genau gleich stark zu erregen. Dies wird man in einfachster Weise dadurch erreichen, daß man die beiden Resonanzkreise nicht direkt von den zu messenden Schwingungen, sondern durch einen gemeinsamen Zwischenkreis $L$ erregen läßt, was in Fig. 15 dargestellt ist. Hier werden nur die über der strichlierten Linie liegenden Spulen von den zu untersuchenden Schwingungen erregt, während alle unter dieser Linie liegenden Spulen abgeschirmt sind.

(Eingegangen 1. Mai 1915.)

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

---

# Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

**Elektroindustrie,** 15. März 1915. Fachschriften-Verlag, Zürich.

**Müller-Pouillet,** Lehrbuch der Physik und Meteorologie. IV. Band, Abt. 2/3. Magnetismus und Elektrizität. Verlag Friedr. Vieweg u. Sohn, Braunschweig.

**Jahrestabellen von Konstanten der Chemie, Physik und Technologie.** Band III. 1912. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig.

**H. Hertz,** Prinzipien der Mechanik. 2. Aufl. Verlag J. A. Barth, Leipzig.

**Sven Hedin,** Ein Volk in Waffen. (Große Ausgabe.) F. A. Brockhaus, Leipzig 1915.

**Houston Stewart Chamberlain,** Kriegsaufsätze.
1. Reihe. 9. Auflage. 136.—155. Tausend. M. 1.—
2. Reihe. 1. Auflage. M. 1.—
Verlag von F. Bruckmann A.-G., München 1915.

**Hans Henning,** Ernst Mach als Philosoph, Physiker und Psycholog. Verlag J. A. Barth, Leipzig 1915. M. 5.—, geb. M. 6.—

**H. A. Lorentz,** (Deutsche Übersetzung von **G. C. Schmidt**), Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung. 3. Aufl. Verlag J. A. Barth, Leipzig 1915. M. 14.—, geb. M. 15.50

**J. Zenneck,** Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. 3. unveränderte Auflage. Verlag Ferdinand Enke, Stuttgart 1915. M. 15.—

**Politisch-anthropologische Monatsschrift.** Verlag derselben in Berlin-Steglitz, Kuhligskopf 5.

**Houston Stewart Chamberlain,** England and Germany. Verlag F. Bruckmann A.-G., München 1915.
**Karl Bleibtreu,** Bismarck. Ein Weltroman in 4 Bänden.
Band 1—4 in Subskription, brosch. M. 16.—, anstatt M. 20.—
geb. M. 20.—, anstatt M. 24.—
Luxusausgabe M. 80.—, anstatt M. 100.—
Bismarck-Verlag, Leipzig 1915.
**G. Eichhorn,** Der englische Charakter als Ursache des jetzigen Weltkrieges. Sonderdruck Polit.-Anthropol. Monatsschrift. Berlin-Steglitz. XIV. Jahrg. Heft 2. 1915.

---

# Literaturverzeichnis.

**Bellini, E.,** La Lum. Él. Nr. 8, S. 203, 1915. Possibilité de la télégraphie sans fil à orientation bien définie.
**Bullard, W. H. G.,** Proc. Inst. Radio Eng. **3**, 7, 1915. The Naval Radio Service (U. S. A.).
**Campbell, Albert u. Dye, D. W.,** Electrician **74**, 805, 1915. On the measurement of alternating electric currents of high frequency (vergl. ebenda S. 862, Korrektur).
**Culver, Charles A. u. Riner, John A.,** Electrical World Nr. 12, S. 723, 1915. Radiotelegraphy without elevated antennas.
**Czukor, Karl,** Verh. D. Phys. Ges. **17**, 73, 1915. Zur Theorie der Dielektrika.
**Duddell, W.,** Electrician **74**, 456, 1915. Proposed work to be undertaken by the international commission on wireless telegraphy.
**Dye, D. W.,** s. **Campbell, Albert.**
**Elektrotechn. Zeitschrift 36**, 175, 1915. Die drahtlose Station des Eiffelturmes.
**Forest, Lee de,** Electrician **74**, 735, 1915. The Ultraudion detector for undamped waves (vergl. auch Electrical World, Nr. 8, S. 465, 1915).
**Fracque,** La Lum. Él., Nr. 30, 1914, Nr. 1, 2, 3, 4, 5, 9, 10, 11, 1915. Conférences sur la télégraphie sans fil.
**Goldsmith, Alfred N.,** Proc. Inst. Radio Eng. **3**, 55, 1915. Radio frequency changers.
**Hartsough, Ralph C.,** Electrician **75**, 9. 1915. Characteristics of contact rectification with a silicon carbon contact.
**Hund, August,** Electrician **74**, 458, 1915. A new method for the measurement of the logarithmic decrement of condensers.
**Janus, F. u. Voltz, F.,** Physik. Ztschr. **16**, 133, 1915. Eine Methode zur Darstellung der Stromkurven hochgespannter Ströme.
**Kolster, Frederick A.,** Proc. Inst. Radio Eng. **3**, 29, 1915. A direct-reading decremeter and wave-meter. (Vergl. auch Electrician **74**, 749, 1915).
**Ludewig, P.,** Elektrot. Ztschr. **36**, 152, 1915. Freiballonempfänger für drahtlose Telegraphie.
**Marchant, E. W.,** Electrician **74**, 621, 1915. Conditions affecting the variations in strength of wireless signals. (Vergl. auch Diskussion ebenda S. 674 und S. 713).
**Mc Naughton, A. G. L.,** Electrician **74**, 733, 1915. The current transformer.
**Naguoka, Hantaro,** Proc. Tôkyô Math. Phys. Soc. (2) **7**, 428, 1914. Effect of solar eclypse on wireless transmission.

**Nicholson, J. S.,** Electrician 74, 464, 1915. The magnetisation of iron at high flux density with alternating currents. (Vergl. auch ebenda S. 503. A. Press.)
**Riner, John A.,** s. **Culver Charles, A.**
**Rosenbaum, M.,** Electrician 74. 626, 1915. The current transformer.
**Uller, Karl,** Verh. D. Phys. Ges. 17, 20, 1915. Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen bei kristallinischen Körpern.
**Voltz, F.,** s. **Janus, F.**
**Wagner, Karl Willy,** Elektrot. Ztschr. 36, 111, 121, 135, 163, 1915. Dielektrische Eigenschaften von verschiedenen Isolierstoffen.
— Elektrot. u. Masch. 33, 89, 105, 1915. Das Eindringen einer elektromagnetischen Welle in eine Spule mit Windungskapazität.

# Bücherbesprechungen.

**Sven Hedin, Ein Volk in Waffen.** Große Ausgabe. Verlag F. A. Brockhaus, Leipzig. Geb. M. 10.—, geh. M. 8.—.

Wie kein anderes Kriegsbuch hat die Feldpostausgabe von Hedins „Ein Volk in Waffen“ das deutsche Volk zu packen verstanden, und voll Begeisterung ist das Büchlein draußen in den Schützengräben von Hand zu Hand gegangen, und im behaglichen Daheim wurde es voll Stolz gelesen als wahrheitsgetreue Schilderung, wie der Deutsche zu siegen, aber auch für das Vaterland zu sterben versteht. Weit über die deutschen Gaue hinaus schallte der markige Ruf des Neutralen, der auf seinen weltweiten Forschungsreisen aus eigener Erfahrung weiß, wie sehr Menschen, selbst Angehörige der Kulturnationen, der Niedertracht und Grausamkeit, aber auch des Heldenmutes und Opfersinnes fähig sind.

Heute liegt des großen Kulturpioniers Werk „Ein Volk in Waffen“ in vollständiger Ausgabe vor uns als ein stattlicher Band von über 500 Seiten, geschmückt mit einer Fülle von Bildern, die der Verfasser selbst mit Zeichenstift und Kamera aufgenommen hat. Wie alle übrigen Werke des berühmten Schweden hat Brockhaus auch dieses in ein sehr schmuckes Gewand gekleidet.

Gegenüber der kleinen Ausgabe hat die große ein persönlicheres Gepräge, das ihr ein besonderes Interesse verleiht. Hedin sah nicht nur Kolonnen und Bataillone, Batterien und Schützengräben; er lernte unzählige Persönlichkeiten kennen, die er mit Namen nennt, charakterisiert oder im Bilde wiedergibt, vom Kaiser bis zu den einzelnen Soldatentypen, führende Männer und Kämpfer an der Front und die Organisatoren und stillen Arbeiter in den Etappenorten im Rücken des Heeres.

Carlyle, der ob des geistigen und moralischen Tiefstandes der heutigen englischen Nation, wie ihn der Krieg aufgedeckt hat, sein Haupt in schmerzvoller Scham verhüllt hätte, sprach einst von dem natürlichen Gegensatz zwischen German veracity and Welsh cunning (deutscher Wahrhaftigkeit und welscher Falschheit). Ohne Zweifel steckt darin eine der tieferen Ursachen des jetzigen Völkerbrandes und sicher auch der Falschheit und Gehässigkeit vieler sogen. Neutraler. Da ist es denn eine wahre Herzensfreude, in Sven Hedin einen echten Germanen zu erblicken, der stolz auf

sein Germanentum das hehre Lied desselben singt und ohne persönliche Rücksicht allein der Wahrheit die Ehre gibt. Im Lande des „Cant" konnte man das natürlich nicht vertragen und nahm Sven Hedins wahrheitsgetreue Schilderungen zum Anlaß, ihn als Ehrenmitglied der Royal Geographical Society (London) zu streichen. Diese Tatsache wird allein schon jeden Deutschen veranlassen, das Buch in die Hand zu nehmen, und er wird sich sicher nicht so leicht wieder davon trennen, denn abgesehen von der edlen von Herzen kommenden Sprache sind die Schilderungen von einer geradezu packenden Spannung. E.

(Eingesandt 20. April 1915.)

---

**Neue Kriegsaufsätze**, von Houston Stewart Chamberlain. (Inhalt: Grundstimmungen in England und in Frankreich. — Wer hat den Krieg verschuldet? — Deutscher Friede.) München, F. Bruckmann A.-G. Preis M. 1.—.

In dieser zweiten Reihe der „Kriegsaufsätze" wendet sich Chamberlain dem gegenwärtigen Kriege zu: der erste Aufsatz behandelt die vorangehenden Jahre, der zweite die Umstände, die den Krieg unvermeidlich machten, der dritte die zu erhoffende Zukunft. In dem Aufsatz „Grundstimmungen in England und in Frankreich" hat der Verfasser eigene Erinnerungen und Erfahrungen verwertet. In dem zweiten Aufsatz war er bestrebt, eine unanfechtbare und ausreichende Antwort auf die Schuldfrage zu geben. Der „Deutsche Friede" behandelt nur das Grundsätzliche; einstweilen ist das eben das Wichtigste: zu wissen, was jetzt zu wollen ist.

Die vor einigen Monaten erschienene erste Reihe der Chamberlainschen Kriegsaufsätze hat größtes Aufsehen erregt und ist in allen Kreisen mit wahrer Begeisterung aufgenommen worden; es wurden — wie der Verlag mitteilt — in fünf Monaten über 150000 Exemplare davon abgesetzt. Die jetzt vorliegenden „Neuen Kriegsaufsätze" schließen sich inhaltlich der ersten Reihe würdig an, so daß zu wünschen ist, daß sie im Interesse der deutschen Sache ebenfalls die weiteste Verbreitung und Beherzigung finden.

Ich habe gleich zutreffende Äußerungen wie die von Chamberlain, speziell über England Englands Ignoranz und Englands Schuld am Kriege kaum in der großen Menge deutscher Schriften finden können.

Der in der ersten Serie enthaltene scharf charakterisierende Aufsatz „England und Deutschland" ist jetzt auch in englischer Ausgabe „England and Germany" im gleichen Verlag erschienen.

In dem Vorwort heißt es zum Schluß:

„Wer fähig ist, wirklich unparteiisch und besonnen zu urteilen, wird erkennen, daß Deutschland in dem gegenwärtigen Kampfe die Sache der höheren Zivilisation, der höheren Kultur, des höheren Menschheitsideals vertritt; die Deutschen fechten für Recht gegen Verschwörung, für Wahrheit gegen Lüge, für menschenwürdige Freiheit gegen die schlimmste Despotie, die die Geschichte kennt, die des Geldsacks." E.

(Eingesandt 20. April 1915.)

---

**„Das Weltbild der Gegenwart".** Deutsche Verlags-Anstalt, Stuttgart. Geb. M. 7.50.

Mit einem großangelegten Unternehmen, das sich an die weitesten Kreise wissenschaftlich und allgemein geistig interessierter Leser wendet, ist die Deutsche Verlags-Anstalt in Stuttgart hervorgetreten. In einem Sammelwerk, das zwanzig starke Großoktavbände umfassen wird, soll unter dem Obertitel „Das Weltbild der Gegenwart" ein Überblick über das Schaffen und Wissen unserer Zeit geboten werden.

Es darf als eine besondere Empfehlung dieses Werkes angeführt werden, daß einer der ersten lebenden deutschen Gelehrten, gleich epochemachend durch seine wissenschaftlichen Leistungen wie durch seine Organisationsgabe, der Leipziger Historiker Karl Lamprecht, den Arbeitsplan festgelegt und die Herausgabe durch ständige Beratung und Anregung gefördert hat, während der durch eigene Forschungen wie als Leiter mehrerer volkstümlich-wissenschaftlicher Sammelwerke bekannte Historiker Hans F. Helmolt die Einzelarbeit besorgt.

Diese beiden Herausgeber gingen von der Tatsache aus, daß mit der gewaltigen Erweiterung und Spezialisierung des menschlichen Wissens, die wir den Fortschritten des Naturerkennens verdanken, auch die Sehnsucht wieder erwacht ist und immer noch wächst, dies mächtige Ganze der modernen Welt von einem erhöhten Standpunkt aus zu überblicken, wo die großen Grundlinien und Zusammenhänge sich aus dem verwirrenden Vielerlei der Einzelheiten loslösen; daß die Errungenschaften der materiellen Kultur nicht allein die materialistische Gesinnung verstärkt, sondern in einer Gegenwirkung auch das soziale Gewissen und den Wunsch nach geistiger Erhebung gefördert haben; kurz, daß die Gegenwart ein tiefes Bedürfnis nach einer einheitlichen, zusammenfassenden Weltanschauung fühlt, die aber nicht mehr, wie in früheren Jahrzehnten, sich auf philosophischen Abstraktionen, sondern auf dem Fundament fester Tatsachen und Erkenntnisse aufbauen soll. Daraus ergaben sich Art und Anlage dieses Sammelwerkes, in dem die einzelnen Gebiete des wissenschaftlichen, künstlerischen und staatlichen Lebens der Gegenwart in gemeinverständlicher Darstellung von berufenen — als Fachmänner und Schriftsteller berufenen — Vertretern behandelt werden. Sämtliche 20 Bände werden zum Subskriptionspreise von M. 6.— für jeden einzelnen in Leinen gebundenen Band geliefert, doch können die Bände auch einzeln zu verschiedenen, ihrem Umfang entsprechend höheren Preisen bezogen werden.

Der erste Band dieses imposanten Unternehmens hat zum Gegenstand die Wandlungen des Weltbildes und des Wissens von der Erde und zum Verfasser den rühmlich bekannten Darmstädter Astronomen Ferdinand Meisel. In drei großen Abschnitten: „Die Grundbegriffe der Astronomie", „Das Weltall und seine Erforschung", „Unser Wissen von der Erde", hat Meisel seinen gewaltigen Stoff klar disponiert und kunstvoll zusammengedrängt. Der erste Abschnitt führt den Laien in die Welt des mathematischen Denkens mit ihren großen, strengen Formen ein; der zweite Abschnitt gibt in festen, knappen Zügen zunächst einen Überblick über die geschichtliche Entwicklung der Himmelskunde, dann einen Abriß des astronomischen Weltbildes der Gegenwart und eine Darstellung dessen,

was heute als „Weltgesetz" gilt; im dritten Abschnitt endlich werden uns vor allem die Ergebnisse der heutigen Geologie und Geophysik vorgeführt. Überall ist die Darstellung bis zu den neuesten Ergebnissen der Forschung herangeführt, aber nie begegnen wir jenem Hochmut, der die jüngsten Funde nun auch als die letzten, unumstößlichen Wahrheiten preisen zu dürfen glaubt, sondern immer betont Meisel die Vorläufigkeit und Nichtabgeschlossenheit der heute herrschenden Anschauungen und sucht so jedem naturwissenschaftlichen Unfehlbarkeitsdünkel entgegenzuwirken. Ganz von selbst stellt sich bei ihm der Relativität der Natur„gesetze" die Unumstößlichkeit der Grundformen des logischen Denkens gegenüber; und in dieser prägnanten Gegenüberstellung liegt ein besonderer Wert dieses Buches, das dem Leser nicht nur sachliche Kenntnisse und Aufschlüsse vermittelt, sondern ihn zum Selbstdenken hinführt.

Das Werk von Prof. Meisel zeigt die natürlichen edlen Eigenschaften echt deutscher Denkungsweise: wissenschaftliche Gründlichkeit, sonnige Klarheit und demütige Bescheidenheit, da unser menschliches Wissen und Erkennen bei aller ernster Forschung nur Stückwerk bleiben kann.

Es ist bezeichnend für das hohe Geistesleben in weitesten Kreisen „deutscher Barbaren", wie uns unsere ignoranten Feinde zu nennen belieben, daß fast gleichzeitig bei zwei führenden Verlegern zwei Standard-Sammelwerke in die Erscheinung treten, nämlich „Kultur der Gegenwart" bei Teubner und vorerwähntes „Das Weltbild der Gegenwart" der Deutschen Verlags-Anstalt, deren Lektüre zu den geistigen Hochgenüssen gehören. E.

(Eingesandt 20. April 1915.)

---

**Friedrich Kohlrausch: Lehrbuch der praktischen Physik.** 12. stark vermehrte Auflage. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1914.

Herr Geheimrat E. Warburg, der Herausgeber der neuen Auflage gibt folgendes Geleitwort: Für die Bearbeitung der vorliegenden Auflage, der ersten, die nach dem Tode des Verfassers erscheint, war der Grundsatz maßgebend, an der gesamten Anlage des Werkes möglichst wenig zu ändern. Im wesentlichen wurde der Text dem Fortschritt der physikalischen Meßkunde entsprechend ergänzt. Bei dem Verschmelzen des Alten mit dem Neuen ergaben sich einige Kürzungen, die auch zur Vermeidung eines zu starken Umfangs zweckmäßig erschienen.

Das renomierte Werk, das zum eisernen Bestand jedes physikalischen Instituts gehört, bedarf keiner besonderen Empfehlung. E.

(Eingesandt 20. April 1915.)

---

**J. Zenneck. Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie.** 3. unveränderte Auflage. Verlag Ferdinand Enke, Stuttgart, 1915. M. 15.—

Die zweite Auflage des weltbekannten ausgezeichneten Werkes, das wir s. Zeit besprochen haben, war schnell vergriffen, und so wurde jetzt bereits diese 3. Auflage nötig, auf die wir hiermit besonders aufmerksam machen. E.

---

**W. Wien, Vorlesungen über neuere Probleme der theoretischen Physik,** gehalten an der Columbia-Universität in New York im April 1913. Verlag B. G. Teubner, Leipzig.

Diese Vorlesungen beziehen sich in der Hauptsache auf alle die Fragen, die durch die Strahlungstheorie und die aus ihr hervorgegangene Quantentheorie gestellt sind, und behandeln im einzelnen folgende Themata: I. Ableitung der Strahlungsformel; II. Theorie der spezifischen Wärmen von Debye. Die neuere Planck'sche Strahlungstheorie; III. Theorie der elektrischen Leitung in Metallen. Zur Elektronentheorie der Metalle; IV. Einsteinsche Schwankungen; V. Theorie der Röntgenstrahlen. Methoden zur Berechnung der Wellenlängen. VI. Lichtelektrische Wirkung und Lichtemission der Kanalstrahlen.

Die meisterhafte klare Darstellung eines auf dem ebenso schwierigen wie interessanten Gebiete der Strahlungserscheinungen so bekannten Forschers dürfte den Vorlesungen weiteste Verbreitung sichern. E.

---

**Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik und Meteorologie.** 10. umgearbeitete und vermehrte Auflage. Verlag Friedrich Vieweg u. Sohn, Braunschweig.

Es liegt uns jetzt der komplette 4. Band über Magnetismus und Elektrizität vor, bestehend aus drei Büchern 1909, 1912, 1914. Der Charakter des renomierten Werkes ist bekannt; es befriedigt in erster Linie die Bedürfnisse derjenigen, die sich für die praktische Seite der Physik interessieren. Aber auch für den Physiker vom Fach, den Oberlehrer für Physik und insbesondere den Lehrer an Mittelschulen ist es ein wertvolles, fast unentbehrliches Kompendium.

Das Werk, das in der vorliegenden Neuauflage dem heutigen Stand der physikalischen Wissenschaft von bekannten Forschern angepaßt wurde, sollte in keiner Bibliothek von Physikern, physikalischen Instituten und Werkstätten, sowie Schulen fehlen. E.

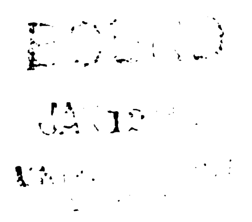
(Eingesandt 15. April 1915.)

# Namenregister.

(O. = Originalabhandlung, M.P. = Mitteilungen aus der Praxis, D. = Detektoren, R. = Referate, P. = Patentschau, Br. = Briefe an die Redaktion.)

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Metzger & Wittig, Leipzig.



UNIVERSITY OF MICHIGAN
3 9015 07322 6279

